

N° d'ordre 99

THÈSE

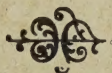
présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
pour obtenir le diplôme de Docteur de Troisième Cycle
en Physique Supérieure

par

Louis PONTUS

Ingénieur Physicien - Electronicien I.C.P.I.
Licencié ès-Sciences



CIRCUITS DE COMPTAGE

à base de Diodes Tunnel

Soutenue le 24 Avril 1964

MM. les Professeurs :

G. MESNARD, *Président*

R. UZAN

M. MAITROT

et M. J. LACOUR, invité



N° d'ordre 99

THÈSE

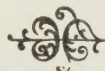
présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
pour obtenir le diplôme de Docteur de Troisième Cycle
en Physique Supérieure

par

Louis PONTUS

Ingénieur Physicien - Electronicien I.C.P.I.
Licencié ès-Sciences



CIRCUITS DE COMPTAGE

à base de Diodes Tunnel

Soutenue le 24 Avril 1964

MM. les Professeurs :

G. MESNARD, *Président*

R. UZAN

M. MAITROT

et M. J. LACOUR, invité

FACULTE DES SCIENCES

MM.LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA, GAUTHIER Henri.

MM.LOCQUIN, de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD,
DOUIN, Henri EYRAUD, DEJARDIN, VIRET.

M. BRACONNIER



MM. MESNARD
BOLDIN

MM. LONGCHAMBON
PRETTRE
COURTY
KUHNER
MALECOT
PARIS
AUMERAS
COLONGE
JANIN
FLANDRIN
BERNARD
DUFAY Jean
NIGON
GAUTHIER Henri

- Minéralogie
- Chimie industrielle
- Chimie-Physique
- Botanique
- Mécanique rationnelle et appliquée
- Chimie minérale
- Chimie
- Chimie organique
- Physique générale
- Géologie appliquée
- Physique industrielle
- Astronomie
- Zoologie expérimentale
- Géologie générale

MM.WAUTIER
 CHOPIN
 CUEILLERON
 BRACONNIER
 EYRAUD Charles
 SARAZIN
 BOIDIN
 PERES
 MESNARD
 GRANDMONTAGNE
 BOUTILLIER
 LAFOUCRIERE
 DREUX
 TEICHNER
 PAVANS de CECCATTY
 MERLIN
 DUFAY Maurice
 FRAISSE
 LUBET
 PHILBERT
 COHEN-ADAD
 DAVID Louis
 CHANEL
 MAURY
 DEPRAZ
 GAUTHIER Jean

Zoologie
 Chimie biologique
 Chimie
 Calcul différentiel et intégral
 Chimie-Physique appliquée
 Physique nucléaire
 Microbiologie et Mycologie
 Physiologie
 Electronique
 Physique
 Minéralogie
 Physique nucléaire
 Chimie organique
 Chimie industrielle
 Zoologie
 Chimie analytique
 Physique de l'Atmosphère
 Mathématiques
 Physiologie
 Physique nucléaire
 Chimie
 Géologie générale
 Psychophysiologie
 Méthodes Mathématiques de la Physique
 Physique nucléaire
 Chimie

Professeurs sans chaire

MM.GAUME
 FERON
 LAFORGUE
 LEGAY
 UZAN
 CHENEVOY
 GINET
 ASCH
 MICHEL Pierre
 DUCET

Physique
 Mathématiques
 Physique
 Zoologie expérimentale S. P. C. N.
 Physique S. P. C. N.
 Géologie appliquée
 Zoologie
 Physique
 Minéralogie
 Biologie végétale

Maitres de Conférences

Mlle MAITROT	Physique
Mme ERICSON	Physique générale
MM.GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
MARTEL	Mécanique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C. S. U.
Mlle GAUTHERON	Chimie biologique
MM.MATHIEU	Mécanique des Fluides
ERBEIA	Physique
DESCOTES	Chimie organique
PICARD Philippe	Mathématiques
LEMOIGNE	Botanique
DEMARCO	Géologie générale
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS Louis	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT Roger	Physique M. P. C.

Maitre de Conférences adjoint

M. PIERRON	Chimie
------------	--------

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

A mes Parents,

A ma Famille,

A mes Amis.

Nous avons été très heureux de pouvoir travailler au laboratoire d'Electronique de la Faculté des Sciences de Lyon, dirigé par Monsieur le Professeur Mesnard, auquel nous exprimons ici toute notre gratitude. Nous lui exprimons notre profonde reconnaissance pour nous avoir fait le grand honneur d'accepter la présidence du Jury.

Nous exprimons nos remerciements les plus vifs à Mademoiselle Maitrot, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lyon, pour la particulière bienveillance et la sollicitude constante qui nous ont permis de mener à bien ce travail.

Nous tenons à remercier également Monsieur Cordelle, Chef du Service d'Electronique du C.E.N. de Grenoble, pour la fructueuse collaboration qu'il nous a permis d'avoir avec Monsieur Lacour.

Nous remercions très vivement Monsieur Lacour, Ingénieur au C.E.N.G., de son bienveillant accueil et des conseils qu'il n'a cessé de nous prodiguer dans le domaine difficile des circuits de commutation à diodes tunnel. Nous le remercions aussi de nous avoir fait profiter de l'expérience technique de J. Beausse.

Nous remercions également Monsieur le Professeur Uzan de la Faculté des Sciences de Lyon, d'avoir bien voulu accepter de faire partie du Jury.

Que tous nos anciens Maîtres de l'Institut de Chimie et Physique Industrielles de Lyon et de la Faculté des Sciences de Lyon, auxquels nous devons ce travail, veuillent bien trouver ici l'expression de notre gratitude.

Nous avons été très heureux de pouvoir travailler au laboratoire d'Electronique de la Faculté des Sciences de Lyon, dirigé par Monsieur le Professeur Mesnard, auquel nous exprimons ici toute notre gratitude. Nous lui exprimons notre profonde reconnaissance pour nous avoir fait le grand honneur d'accepter la présidence du Jury.

Nous exprimons nos remerciements les plus vifs à Mademoiselle Maitrot, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lyon, pour la particulière bienveillance et la sollicitude constante qui nous ont permis de mener à bien ce travail.

Nous tenons à remercier également Monsieur Cordelle, Chef du Service d'Electronique du C.E.N. de Grenoble, pour la fructueuse collaboration qu'il nous a permis d'avoir avec Monsieur Lacour.

Nous remercions très vivement Monsieur Lacour, Ingénieur au C.E.N.G., de son bienveillant accueil et des conseils qu'il n'a cessé de nous prodiguer dans le domaine difficile des circuits de commutation à diodes tunnel. Nous le remercions aussi de nous avoir fait profiter de l'expérience technique de J. Beausse.

Nous remercions également Monsieur le Professeur Uzan de la Faculté des Sciences de Lyon, d'avoir bien voulu accepter de faire partie du Jury.

Que tous nos anciens Maîtres de l'Institut de Chimie et Physique Industrielles de Lyon et de la Faculté des Sciences de Lyon, auxquels nous devons ce travail, veuillent bien trouver ici l'expression de notre gratitude.

INTRODUCTION

Le présent travail a eu tout d'abord pour objet l'utilisation des diodes tunnel dans le comptage rapide.

Cependant, les circuits à diodes tunnel présentent généralement des domaines de fonctionnement étroits, de telle sorte qu'il a été nécessaire d'analyser en détail les causes pouvant être à l'origine d'un fonctionnement irrégulier de ces circuits.

Nous avons alors envisagé l'influence de phénomènes extérieurs sur les caractéristiques des diodes tunnel. Ces effets ont été décrits dans diverses publications et la première partie de notre travail a consisté à en faire une synthèse. Nous avons cherché comment ces phénomènes sont liés. Ils interviennent finalement assez peu sur les caractéristiques.

Dans une deuxième partie, nous étudions les éléments mêmes des circuits : diode tunnel, Goto-paire, "cascade", "chaine".

Nous avons fait, enfin, une mise au point des circuits de comptage qui existent actuellement ; nous avons montré que ces circuits ont tous un temps mort important correspondant à une remise dans l'état initial. Nous avons proposé d'utiliser le dispositif de Goto pour diminuer ce temps mort, avec un nombre réduit de bistables.

CHAPITRE I.

L'EFFET TUNNEL DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

- I. Rappel de notions générales.
- II. Diagramme des niveaux d'énergie pour une jonction p-n.
- III. L'effet tunnel.
- IV. Explication qualitative de la caractéristique due à l'effet tunnel.
- V. La diode tunnel : sa caractéristique.

L'EFFET TUNNEL DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

I. - Rappel de notions générales.

Le germanium et le silicium sont couramment des semi-conducteurs à impuretés ; ils cristallisent dans le système du diamant, chaque atome formant quatre liaisons covalentes avec les quatre atomes les plus voisins : cette structure correspond à la valence chimique 4. Tout atome d'impureté mis à la place d'un atome normal du réseau tend à établir aussi quatre liaisons avec les atomes voisins. Par suite, une impureté atomique avec 5 électrons périphériques, comme le Phosphore, l'Arsenic ou l'Antimoine, introduit 1 électron en surnombre par atome d'impureté, ce qui conduit à un semi-conducteur de type n. Au contraire, une impureté atomique avec 3 électrons périphériques, comme le Bore, l'Aluminium, le Gallium ou l'Indium, tend à capter un électron et par suite à produire, dans la bande de valence, un trou pour chaque atome d'impureté, ce qui conduit à une variété de type p.

Dans la variété de type n (fig.I-1), les électrons en surnombre, d'énergie fondamentale $E_{fd} < E_{cn}$, passent aisément dans la bande de conduction, de telle sorte que le niveau de Fermi E_F d'une variété fortement dopée peut se trouver dans la bande de conduction du semi-conducteur. Au contraire, dans la variété de type p (fig.I-2), la capture des électrons au niveau fondamental de l'accepteur $E_{fa} > E_{vp}$, produit des trous dans la bande de valence, de sorte que le niveau de Fermi d'une variété fortement dopée peut se trouver dans la bande de valence du semi-conducteur.

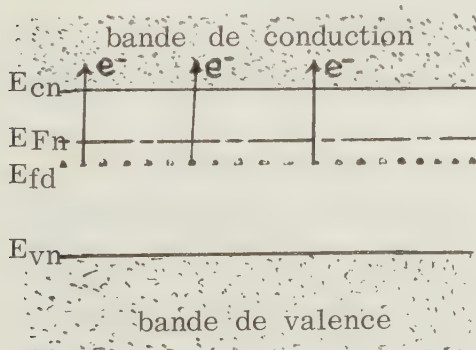


Fig.I-1 : variété n

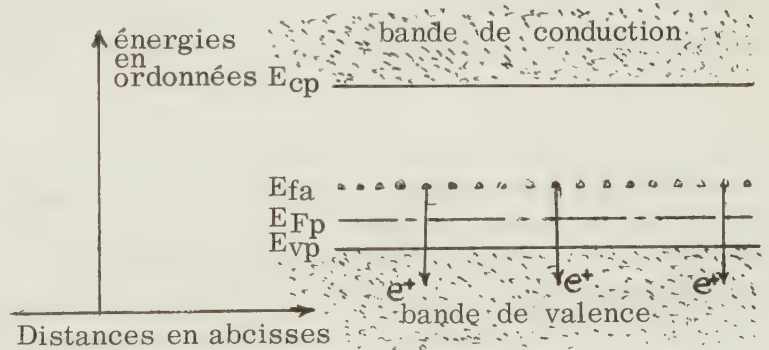


Fig.I-2 : variété p

II. - Diagramme des niveaux d'énergie pour une jonction p-n.

Nous nous proposons de tracer le diagramme énergétique d'une jonction p-n non polarisée.

On combine les diagrammes énergétiques représentés précédemment pour les deux types n et p, sachant que :

- le niveau de Fermi doit garder la même valeur tout le long du cristal (en l'absence de tension appliquée), donc $(E_F)_n = (E_F)_p$.

- pour $x < x_n$ et $x > x_p$ (assez loin de la jonction), l'influence de la jonction est nulle, c'est-à-dire que les énergies E_C et E_V des limites de bandes ne varient pas avec x .

- dans la zone de transition définie par l'intervalle (x_n, x_p) , la différence d'énergie $E_C(x) - E_V(x)$ reste toujours constante, cette différence étant une donnée intrinsèque du matériau :

$$E_C(x) - E_V(x) = E_g$$

On obtient le schéma de la fig. I-3.

Si les deux variétés sont fortement dopées, le diagramme énergétique est celui de la fig. I-4 (le dopage utilisé dans les diodes tunnel peut atteindre plus d'un million de fois celui qui intervient dans les diodes ordinaires).

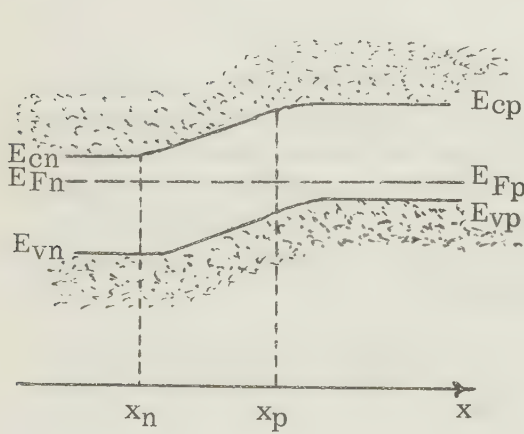


Fig. I-3 : jonction p-n

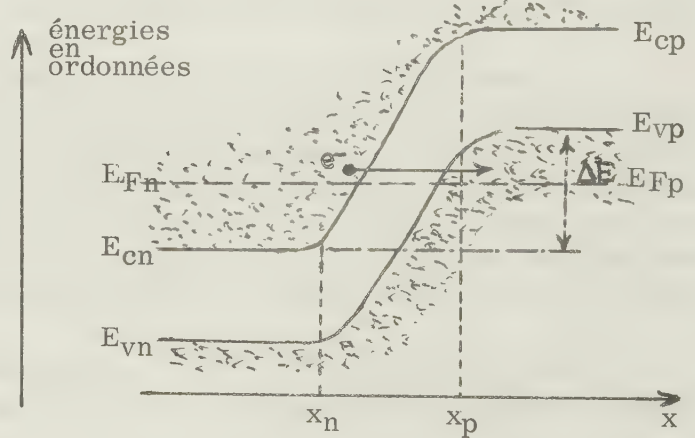


Fig. I-4 : jonction p-n fortement dopée

III. - L'effet tunnel.

A toute jonction p-n, il existe donc une barrière d'énergie tendant à empêcher les électrons de la bande de conduction de la variété n de passer dans la bande de conduction de la variété p. Le phénomène de redressement présenté par une

jonction est lié à l'existence de cette barrière qui peut être abaissée en appliquant une tension V positive du côté p par rapport au côté n ; on obtient finalement la caractéristique courant-tension représentée sur la fig. I-5.

Si les deux variétés n et p sont fortement dopées, des électrons peuvent passer de la variété n à la variété p par effet tunnel, sans changement d'énergie (fig. I-4). On obtient alors la caractéristique courant-tension de la fig. I-6, que nous allons expliquer.

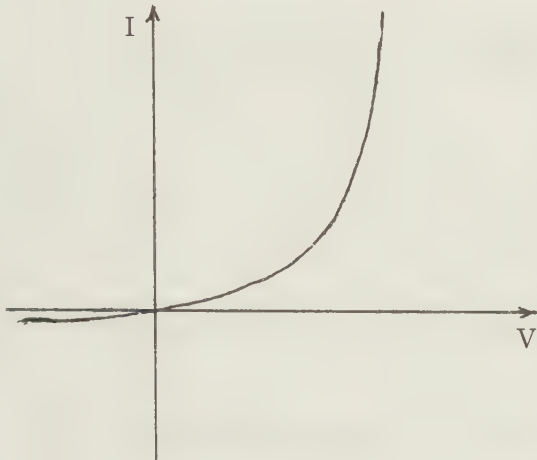


Fig. I-5

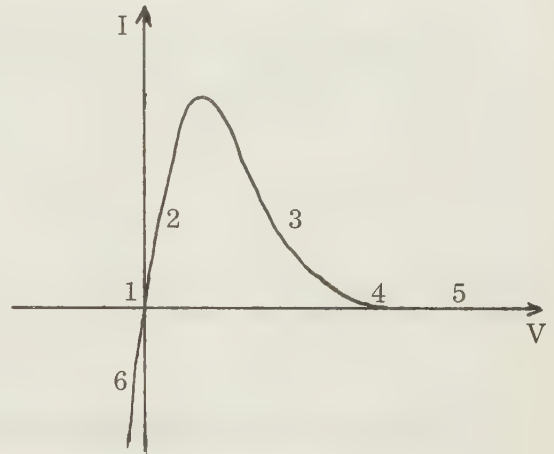


Fig. I-6

IV. - Explication qualitative de la caractéristique due à l'effet tunnel.

Pour simplifier, nous nous placerons au zéro absolu, de façon qu'au dessous du niveau de Fermi les niveaux soient complètement occupés et au dessus complètement vides.

1°) L'effet tunnel a lieu s'il existe une zone commune d'énergie pour la partie occupée ($E_{cn} - E_{Fn}$) de la bande de conduction de la variété n et pour la partie vide ($E_{Fp} - E_{vp}$) de la bande de valence de la variété p .

Plus l'étendue $\mathcal{F}$ de cette zone est grande, plus les transitions entre les bandes seront nombreuses ; si $\mathcal{F}$ est nul, aucune transition par effet tunnel ne peut avoir lieu. En particulier, en l'absence de tension appliquée, $\mathcal{F}$ est nul (point 1 de la fig. I-6) et il ne passe aucun courant. Dès que nous appliquons une faible tension aux bornes de la jonction dans le sens direct, on a la zone 2 de la fig. I-6 ; les niveaux d'énergie de la variété p s'abaissent par rapport à ceux de la variété n et $\mathcal{F}$ augmente. Il en résulte un courant qui augmente avec V et qui atteint un maximum, car $\mathcal{F}$ passe par un maximum. Si on continue à augmenter la tension appliquée, $\mathcal{F}$ décroît, le courant décroît (zone 3

de la fig. I-6) et finit par s'annuler (point 4 et zone 5).

2°) L'effet tunnel a lieu aussi s'il existe une zone commune d'énergie pour la partie vide de la bande de conduction, coté n, et la partie occupée de la bande de valence, coté p. Ceci est obtenu lorsque la tension appliquée à la variété p est négative ; $\mathcal{F}$ augmente rapidement avec la tension et on a un fort courant "inverse" (zone 6 de la fig. I-6). Ce comportement est schématisé sur la fig. I-7.

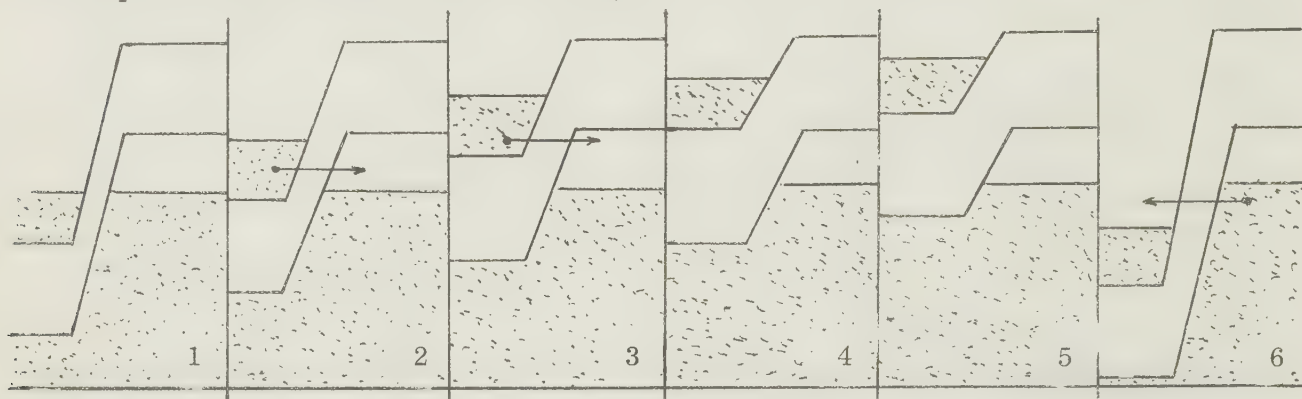


Fig. I-7

V. - La diode tunnel : sa caractéristique.

On doit superposer le mécanisme usuel correspondant à la fig. I-5 et le mécanisme lié à l'effet tunnel correspondant à la fig. I-6.

On obtient finalement la caractéristique courant-tension de la fig. I-8.

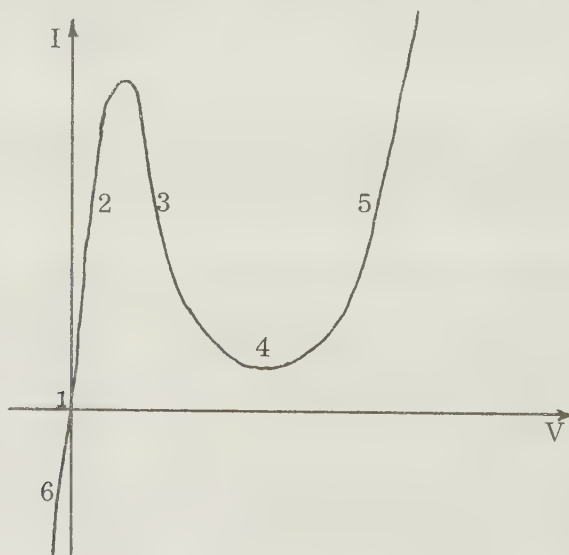


Fig. I-8

CHAPITRE II.

CALCUL DE L'EFFET TUNNEL PAR LA MECANIQUE QUANTIQUE

- I. Rappels de mécanique ondulatoire.
- II. Etude de la transparence d'une barrière triangulaire.
- III. Probabilité de transition des électrons, par unité de temps, à travers la barrière.
- IV. Calcul du courant obtenu par l'effet tunnel.
- V. Forme de la caractéristique I, V de l'effet tunnel.

CALCUL DE L'EFFET TUNNEL PAR LA MECANIQUE QUANTIQUE

Nous nous proposons de déterminer la caractéristique courant-tension en présence d'effet tunnel.

I. - Rappels de mécanique ondulatoire.

a) Etude d'une barrière rectangulaire

Soit une particule de masse m , dont l'énergie totale constante est dans la bandelette $E, E + dE$. Elle transite de la région I à la région III en passant par effet tunnel à travers la barrière rectangulaire associée à l'énergie potentielle V_0 (région II, fig. II-1). Sa fonction d'onde est régie par l'équation de Schrodinger :

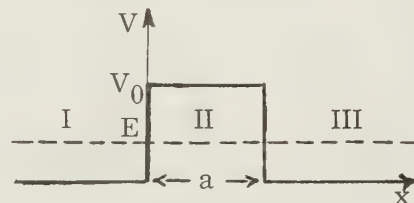


Fig. II-1

$$\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2 \psi}{dx^2} + (E - V) = 0$$

où V est son énergie potentielle, supposée nulle en dehors de la barrière.

On détermine ψ en tenant compte des conditions aux limites ; on en déduit la densité de probabilité $\psi^* \psi$ de la particule, puis on calcule le rapport T du nombre de particules transmises en III au nombre de particules incidentes en I. On trouve :

$$\frac{1}{T} = 1 + \frac{V_0^2}{4E(V_0 - E)} \cdot \text{sh}^2 \alpha a \quad , \text{ avec } \alpha = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}$$

Dans l'approximation de la barrière épaisse ($\alpha a \gg 1$), on peut négliger l'unité devant le second terme et remplacer $\text{sh} \alpha a$ par $\frac{e^{\alpha a}}{2}$. Alors, T varie avec l'épaisseur comme $e^{-2\alpha a}$ et très grossièrement on peut prendre $T = e^{-2\alpha a}$, cette expression tendant vers 1 lorsque a tend vers 0.

Ainsi, une particule quantique peut traverser une barrière qui serait imperméable à une particule classique.

b) Etude d'une barrière de forme quelconque dans l'approximation de la barrière épaisse :

On découpe (fig. II-2) le segment $x_1 x_2$, où x_1 et x_2 sont les zéros de $V-E$, en n segments de façon à ramener l'étude à une succession de barrières rectangulaires, dont la transparence totale est :

$$T = \prod_{k=1}^n T_k$$

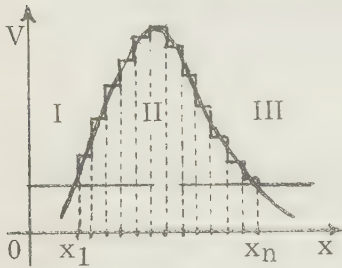


Fig. II-2

On prendra donc :

$$-\text{Log } T = \int_{x_1}^{x_2} 2\alpha dx$$

D'où :

$$T = \exp \left[- \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{8m(V-E)}{\hbar^2}} dx \right]$$

Kemble (4) a donné le même résultat en l'établissant différemment.

II. - Etude de la transparence d'une barrière triangulaire.

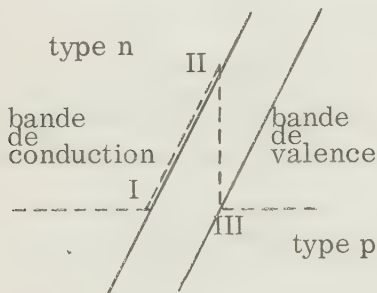


Fig. II-3

Nous venons de voir que des particules quantiques peuvent traverser une barrière d'énergie de forme quelconque. Nous nous proposons d'étudier le processus analogue suivant qui se présente dans les jonctions des diodes tunnel.

Un électron de la bande de conduction de la partie n se déplace vers la partie p. On admettra que le passage de I à III (fig. II-3) se fait par effet tunnel à travers la barrière de potentiel triangulaire I, II, III représentée en pointillé. La hauteur énergétique de cette barrière est E_g (largeur de la bande interdite des semi-conducteurs $E_g = E_C - E_V$) et son épaisseur est Δl (fig. II-4).

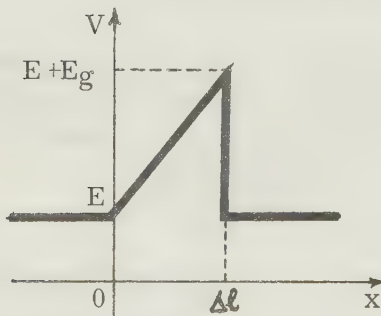


Fig. II-4

a) Calculons la transparence d'une telle barrière. Soit $\bar{E}$ le champ électrique supposé constant dans la jonction. L'énergie potentielle est :

$$V(x) = E + e \cdot \bar{E} x \quad \text{pour } 0 < x < \Delta l$$

avec $E_g = e \cdot \bar{E} \cdot \Delta l$

$$\text{D'où : } -\text{Log } T = \int_0^{\Delta l} \sqrt{\frac{8m}{\hbar^2} e \cdot \bar{E} \cdot x} dx = \sqrt{\frac{8m}{\hbar^2} e \cdot \bar{E}} \cdot \frac{2}{3} \cdot \Delta l^{\frac{3}{2}} = \frac{4}{3} \cdot \frac{\sqrt{2m}}{e \bar{E} \hbar} (E_g)^{\frac{3}{2}}$$

Donc :

$$T = \exp \left[- \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar e \bar{E}} E_g^{\frac{3}{2}} \right]$$

On doit prendre $\frac{1}{m} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v}$, m_c et m_v étant respectivement les masses effectives des électrons et des trous.

Ce résultat a été trouvé par Marshall et Nathan (5) et par Leste, Kolonyak, Davidson et Aarons (6).

b) Dans le cas où l'on applique une tension V positive sur la variété p , on prendra pour champ électrique dans la jonction :

$$\bar{E} = \frac{E_g - eV}{e \cdot \Delta x}$$

la largeur Δx de la jonction étant déterminée par une double intégration de la loi de Poisson : $\Delta V = \frac{4\pi eN}{\epsilon_0 K}$, où N est la concentration en impuretés. On a :

$$\frac{\pi e N}{\epsilon_0 K} (\Delta x)^2 = E_g - eV$$

Donc :

$$\bar{E} = \sqrt{\frac{\pi N}{\epsilon_0 K e}} (E_g - eV)$$

D'où :

$$T = \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar e} \frac{(E_g)^{3/2}}{\sqrt{\frac{\pi N E_g}{\epsilon_0 K e}}} \left(1 - \frac{eV}{E_g}\right)^{1/2} \right]$$

Soit :

$$T = \exp \left[-\frac{4}{3} \cdot \frac{2m \epsilon_0 K}{e \pi N} \cdot E_g \left(1 - \frac{eV}{E_g}\right)^{1/2} \right]$$

Lorsque eV est très inférieur à E_g , on peut prendre :

$$T = \exp \left[-\alpha \cdot E_g \left(1 + \frac{eV}{2E_g}\right) \right]$$

où α est une constante ne dépendant que de la masse effective m , de la constante diélectrique K et de la concentration en impuretés. Marshall et Nathan (5) ont vérifié expérimentalement cette formule.

III. - Probabilité de transition des électrons, par unité de temps, à travers la barrière.

Soit T_{cv} la transparence par effet tunnel pour un électron d'énergie E , de la bande de conduction vers la bande de valence, et soit T_{vc} la transparence en sens contraire. On a : $T_{cv} = T_{vc} = T$

On peut alors calculer la probabilité de transition Z par unité de temps. On montre que $Z = \frac{T}{\tau}$, où $\tau = \frac{\hbar}{eE} \cdot \frac{2\pi}{a}$, a étant une constante dépendant du réseau cristallin.

Donc :
$$Z = \frac{a \cdot e \cdot E}{\hbar} \cdot T$$

D'où
$$Z = a \cdot e \cdot \frac{E}{\hbar} \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar e E} E_0^{3/2} \right]$$

Le nombre de particules transitant par effet tunnel par unité de temps va s'en déduire.

Soit dn_1 la densité des électrons dans la zone n , pour l'intervalle $E, E + dE$ de l'énergie, et dn_3 la densité des niveaux libres pouvant accueillir ces particules dans la zone p , pour l'intervalle $E', E' + dE'$ de l'énergie. Le flux dn_2 par unité de surface correspondant sera :

$$dn_2 = v_n \tau \cdot dn_1 \cdot Z \cdot v_p \tau \cdot dn_3 \cdot G(E, E')$$

$G(E, E')$ étant une fonction convenable de E et E' , v_n et v_p les vitesses des électrons et des trous respectivement dans les zones n et p .

Il faut évaluer dn_1 et dn_2 .

IV. - Calcul du courant obtenu par effet tunnel.

Rappelons que la densité des niveaux dans une bandelette de la bande de conduction de la variété n , correspondant à l'intervalle d'énergie $E, E + dE$, est $n_c(E) \cdot dE$ avec :

$$n_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_{cn})^{1/2}$$

et que la probabilité d'occupation de ces niveaux est donnée par la fonction de Fermi-Dirac :

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_{Fn}}{kT}}}$$

Le nombre des électrons par unité de volume dans la bandelette $E, E + dE$ du semi-conducteur de variété n est donc : $dn_1 = n_c(E) \cdot f_c(E) \cdot dE$

De même la densité des niveaux dans la bandelette $E', E' + dE'$ de la partie p est $n_V(E') \cdot dE'$, avec :

$$n_V(E') = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E_{vp} - E')^{\frac{1}{2}}$$

et la probabilité d'y avoir un électron est :

$$f_V(E') = \frac{1}{1 + e^{\frac{E' - E_{Fp}}{kT}}}$$

de sorte que le nombre de trous se trouvant dans la bandelette d'énergie $E', E' + dE'$ du semi-conducteur de variété p est :

$$dn_3 = n_V(E') [1 - f_V(E')] dE'$$

On a donc :

$$dn_2 = v_n v_p \tau^2 n_c(E) \cdot f_c(E) dE \cdot Z \cdot n_V(E') [1 - f_V(E')] dE' \cdot G(E, E')$$

Dans l'autre sens, on a de même le flux d'électrons :

$$dn'_2 = v_n v_p \tau^2 n_V(E') \cdot f_V(E') dE' \cdot Z \cdot n_c(E) [1 - f_c(E)] dE \cdot G(E', E)$$

La densité de courant correspondante est : $di = +e (dn_2 - dn'_2)$

La densité de courant totale est obtenue par intégration sur tous les niveaux E et E' . On doit tenir compte de ce que l'effet tunnel a lieu sans variation d'énergie, de sorte que G est la fonction de Dirac :

$$\begin{aligned} i &= e v_n v_p \tau^2 \int_{E_{cn}}^{E_{vp}} n_c(E) \cdot n_V(E') \cdot Z \{ f_c(E) [1 - f_V(E')] - f_V(E') [1 - f_c(E)] \} \cdot \delta(E - E') \cdot dE' dE \\ &= e v_n v_p \tau^2 \int_{E_{cn}}^{E_{vp}} n_c(E) \cdot n_V(E) \cdot Z [f_c(E) - f_V(E)] \cdot dE \end{aligned}$$

Les limites d'intégration sont E_{cn} et E_{vp} , puisque $n_c(E) = 0$ pour $E < E_{cn}$ et $n_V(E) = 0$ pour $E > E_{vp}$.

V. - Forme de la caractéristique I, V de l'effet tunnel.

Lorsqu'on n'applique pas de tension, les niveaux de Fermi des variétés n et p sont les mêmes et l'on a : $f_c(E) = f_V(E)$

Donc, $\boxed{I = 0 \text{ pour } V = 0}$: la caractéristique passe par l'origine.

Lorsqu'on applique une tension V positive à la variété p, son niveau intrinsèque s'abaisse de la quantité eV et l'on a :

$$E_{vp} = E_{cn} + \Delta E - eV, \text{ où } \Delta E = (E_{vp} - E_{cn})_{V=0}$$

Les deux limites de l'intégrale coïncident et l'on a : $\boxed{I = 0 \text{ pour une constante } V_0 = \frac{\Delta E}{e}}$

On retrouve le minimum de la caractéristique de l'effet tunnel.

Nous nous proposons maintenant de donner l'équation générale de la caractéristique de l'effet tunnel.

Nous supposons que la probabilité Z est la même pour tout intervalle d'énergie ΔE .

On remarque que :

$$f_c(E) - f_v(E) = \frac{e^{\frac{E-E_{Fp}}{kT}} - e^{\frac{E-E_{Fn}}{kT}}}{\left(1 + e^{\frac{E-E_{Fp}}{kT}}\right) \left(1 + e^{\frac{E-E_{Fn}}{kT}}\right)}$$

où E_{Fn} et E_{Fp} sont les niveaux de Fermi des variétés n et p .

$\frac{\Delta E}{kT} \gg 1$ pour toutes les températures d'utilisation de la diode tunnel. On a

en effet :
$$\frac{\Delta E (eV)}{kT} = \frac{V_0 (mV)}{T(^{\circ}K)} \cdot \frac{1,6 \cdot 10^{-15}}{1,38 \cdot 10^{-16}} = 11,6 \frac{V_0 (mV)}{T(^{\circ}K)}$$

Pour $V_0 = 50$ mV, le rapport est plus grand que 1, pour $T < 800^{\circ}K$.

On peut alors écrire :

$$f_c(E) - f_v(E) \approx \frac{e^{\frac{E-E_{Fp}}{kT}} - e^{\frac{E-E_{Fn}}{kT}}}{e^{\frac{E-E_{Fp}}{kT}}} = 1 - e^{-\frac{eV}{kT}}$$

Deschamps (8) a calculé dans ce cas la valeur de l'intensité I . On trouve :

$$I = I_0 (V_0 - V)^2 \left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}}\right)$$

La dérivée de I par rapport à V a pour expression :

$$\frac{dI}{dV} = \frac{e}{kT} I_0 (V_0 - V) \left[\frac{e^{-\frac{eV}{kT}}}{kT} (V_0 - V + \frac{2kT}{e}) - 2 \frac{kT}{e} \right]$$

Elle s'annule pour $V = V_0$ et pour $V \neq \frac{V_0}{3}$

Donc la caractéristique I, V a la forme représentée sur la fig. II-5.

Brody et Boyer (9) ont obtenu un résultat voisin, en utilisant la méthode des résidus. Ils ont trouvé :

$$I = I_0 \frac{V}{T} (V_0 - V)^2$$

ce qui semble être une approximation moins bonne, comme nous le verrons en étudiant l'effet de la température.

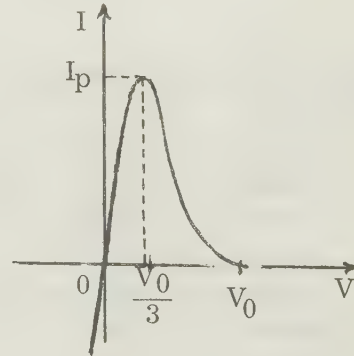


Fig. II-5

CHAPITRE III.

INFLUENCE DES PHENOMENES EXTERIEURS

- I. Action de la température.
- II. Action de la pression.
- III. Action d'un champ magnétique.
- IV. Action des rayonnements.

INFLUENCE DES PHENOMENES EXTERIEURS

Les zones de fonctionnement des différents montages à base de diodes tunnel étant en général extrêmement faibles, il est important de connaître l'influence des facteurs physiques extérieurs.

Ceux-ci modifient la caractéristique courant-tension $I = f(V)$:

- soit par changement de la largeur Δx de la zone d'effet tunnel,
- soit par variation de l'espacement E_g des bandes d'énergie de conduction et de valence,
- soit par modification des bandes interdites (effilochement ou création de sous-bandes).

Ces modifications dépendent du point de fonctionnement considéré. Ainsi, au pic et à la vallée, les effets ne seront pas toujours les mêmes.

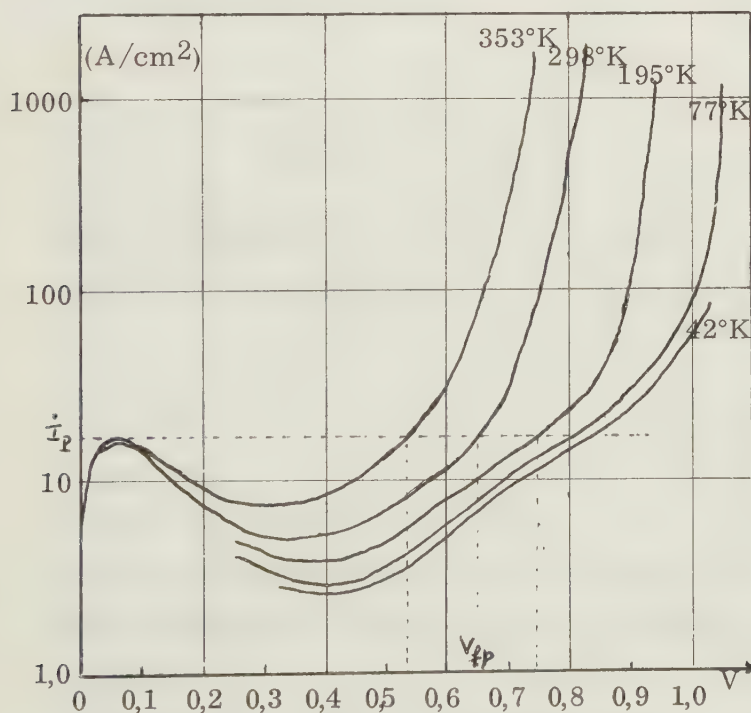


Fig. III-1, extraite de (10) pour Si.

I. - Action de la température.

Nous étudierons l'effet de la température sur la caractéristique courant-tension :

- au pic,
- à la vallée,
- dans la zone où intervient seulement le courant habituel des jonctions p-n.

1°) Zone habituelle

Pour une tension supérieure à 300 mV, appliquée dans le sens de la polarisation directe, la courbe se déduit de la relation bien connue des jonctions

$$I = I_s(T) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad , \text{ où } I_s(T) = I_0 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

E_g étant la largeur énergétique de la bande interdite.

Donc, le point (I_p, V_{fp}) est tel que V_{fp} décroît assez fortement (10) quand la température s'élève : la variation de l'ordre de -1,0 millivolts par degré est moins forte que dans les diodes ordinaires, où la décroissance est couramment de l'ordre de -2,5 millivolts par degré.

2°) A la vallée

Le courant de la vallée I_v comprend une fraction très faible, due à l'effet tunnel, et une fraction importante, correspondant au mécanisme habituel du passage du courant à travers les jonctions.

Il ferait aussi intervenir ici, suivant Leclerc (11), un processus de recombinaison bimoléculaire dans la zone de charge d'espace, renforcé par la présence d'une forte concentration d'impuretés. Ainsi, le phénomène de résistance négative introduit par l'effet tunnel, est en partie masqué et d'autant plus que la température est plus élevée (12). En tenant compte de ce mécanisme et du mécanisme habituel des jonctions, on explique les courbes de la fig. III-1.

3°) Le mécanisme propre à l'effet tunnel

La théorie nous montre que I_p est proportionnel à $(1 - e^{-\frac{eV}{kT}})$.

Pour V voisin de 50 mV, $\frac{eV}{kT}$ est voisin de 2. Donc I_p est légèrement décroissant quand la température augmente : c'est ce que l'on trouve expérimentalement (fig. III-2, extraite du "Tunnel diode Manual" de la General Electric Company).

Cependant ce résultat n'est pas général. La fig. III-2 montre, par exemple, que pour V voisin de 80 mV, on aura une augmentation de I_p avec T .

Dans ces deux cas, l'expérience est en accord avec la théorie sur le fait que $\frac{I_p}{I_{p0}}$ varie peu avec la température. Il est donc possible d'utiliser les diodes tunnel à leur pic dans une gamme de température assez large, sans modifier notablement l'allure de la caractéristique.

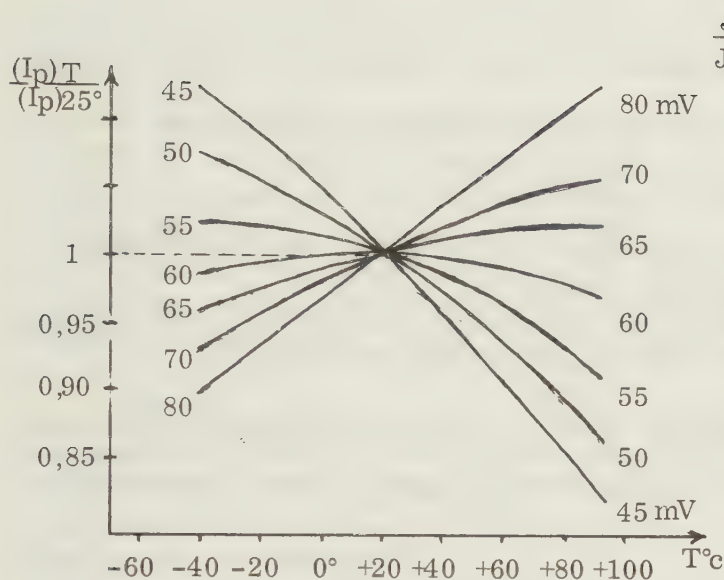


Fig. III-2

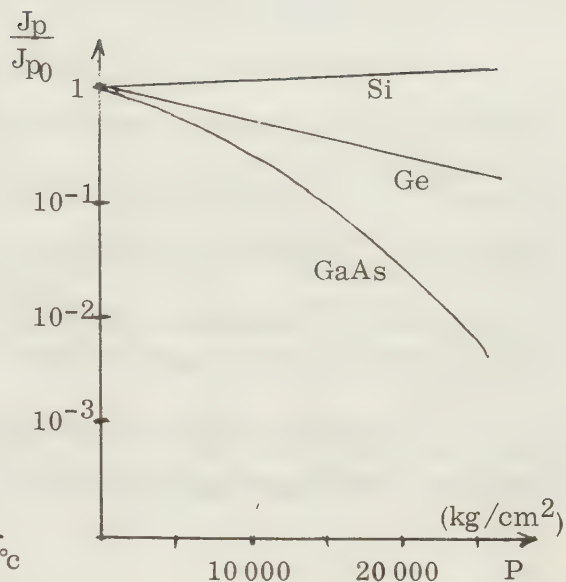


Fig. III-3

II. - Action de la pression.

Nous avons établi la relation : $T = \exp\left[-\alpha E_g \left(1 + \frac{eV}{2E_g}\right)\right]$, où α ne dépendait que de la masse effective m , de la constante diélectrique K et de la concentration en impuretés, et nous avons donné ensuite l'expression du courant I .

Nous pouvons de même, d'après la théorie de Keldysh (13), Prier et Radcliffe (14), écrire la densité de courant J sous la forme :

$$J = A \exp(-\alpha E_g)$$

On peut remarquer que le rapport $\frac{(J)p_1}{(J)p_2}$ est indépendant du point de la caractéristique choisi, car dans le rapport, les termes contenant la tension s'éliminent. Donc ce rapport est, en particulier, égal à celui qu'on mesure au pic, et les courbes $\frac{J_p}{J_{p0}}$ de la fig. III-3 sont "universelles" par rapport à la tension. Ces courbes ont été données

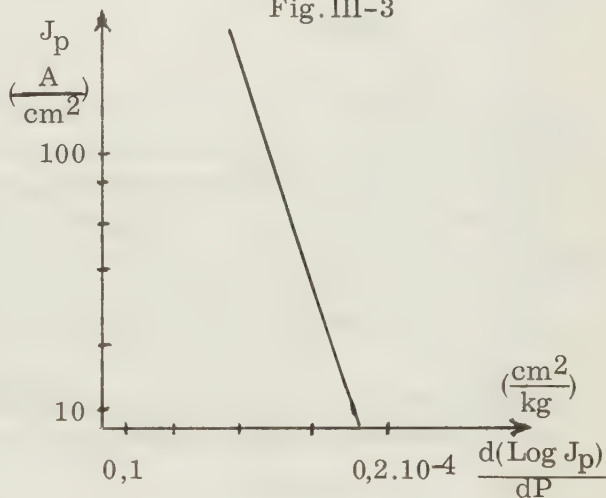


Fig. III-4

par Nathan et Paul (15). Nous voyons que l'influence de la pression est faible pour des valeurs inférieures à 10 000 kg/cm² (10).

Nathan et Paul (15) ont représenté la variation, au pic, de Log J_p en fonction de $d(\frac{\text{Log } J_p}{dp})$. Ils ont trouvé approximativement une droite (fig. III-4), ce qui nous permet d'écrire :

$$\text{Log } J_p = \text{Log } A + \frac{E_g}{dE_g} \frac{d(\text{Log } J_p)}{dp}$$

c'est-à-dire la dérivée logarithmique, par rapport à la pression, de l'expression :

$$J_p = A \exp(-\alpha E_g)$$

en considérant A et α comme indépendants de la pression. Paul et Brooks (16) démontrent qu'effectivement on peut négliger leur variation avec la pression.

Rappelons ici que la variation de E_g avec la pression est linéaire ($\frac{dE_g}{dp} = \text{cte}$), cette valeur dépendant de la direction (fig. III-5) suivant laquelle s'exerce la pression (17).

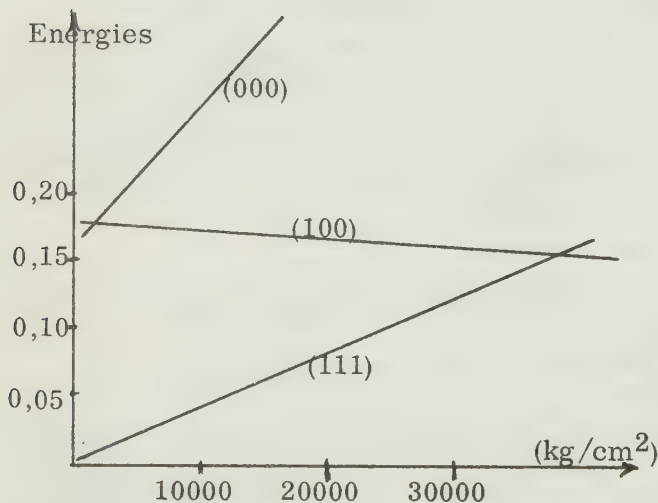


Fig. III-5

On constate que, pour la direction (100), $\frac{\delta E_g}{\delta p} \neq 0$, alors que, pour les directions (111) et (000), $\frac{\delta E_g}{\delta p} = \text{cte}$ non nulle. Nous pouvons donc supposer que la faible pente de $\frac{J_p}{J_{p0}}$, sur la fig. III-3, pour le germanium, reflète l'influence de l'état (100) aux pressions élevées.

En conclusion, on voit qu'il est possible d'utiliser les diodes tunnel dans une gamme de pression très large sans modifier notablement l'allure de la caractéristique.

III. - Action d'un champ magnétique.

Rappelons que le courant dû à l'effet tunnel est proportionnel à la quantité :

$$T = -2 \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(E-V)}$$

où E est l'énergie de la particule qui se meut perpendiculairement à la jonction et V

le potentiel dans la jonction. Le champ magnétique n'intervient pas directement dans la formule. Haerning et Adams (18) ont montré que tout champ magnétique de valeur suffisamment importante, agissant transversalement ou longitudinalement (avec des effets différents dans les deux cas), réduit de façon marquée l'effet tunnel.

Cette action peut être assimilée soit à une augmentation de V soit à une diminution de E . Le principal résultat de l'interaction paramagnétique des spins avec le champ magnétique est en effet de réduire la bande d'énergie effective, donc d'entraîner une augmentation de V . De plus, la quantification orbitale dans les champs forts, c'est-à-dire dans les champs pour lesquels $\omega\tau$ est supérieur à l'unité et $\frac{1}{2}\omega$ est une fraction appréciable de la bande d'énergie (ω étant la fréquence cyclotronique et τ le temps de relaxation par collision), réduit l'énergie E permise.

Il est possible, en tenant compte du fait que cette action n'est appréciable que pour des champs suffisamment importants, d'utiliser les diodes tunnel dans une gamme de champs magnétiques assez large, sans que l'allure des caractéristiques soit modifiée notablement.

IV. - Action des rayonnements.

Nous savons que les propriétés électriques d'un semi-conducteur extrinsèque sont très dépendantes des concentrations de donneurs et d'accepteurs. Or l'irradiation entraîne une diminution des porteurs majoritaires. Cependant, les concentrations en impuretés sont très élevées (de l'ordre de 10^{18} atomes/cm³), de sorte que pour produire un changement notable dans la caractéristique courant-tension de l'effet tunnel il faudra une irradiation très forte (les défauts introduits dans les diodes tunnel par de très fortes irradiations de neutrons rapides ont été étudiées par Pierce (19)).

Les résultats expérimentaux montrent que le courant pic est relativement insensible aux radiations, alors que le courant de vallée augmente proportionnellement à l'intégrale de flux.

Pour un bombardement par neutrons rapides, Easley et Blair (20) ont montré que la croissance de I_V n'est notable que pour un flux d'au moins 10^{16} neutrons rapides par cm² pour le germanium et 10^{15} neutrons rapides pour le silicium ; I_V augmente alors de $2,6 \cdot 10^{-15}$ milliampères/neutron pour le germanium et de $1,1 \cdot 10^{-14}$ milliampères/neutron pour le silicium (fig. III-6 et 7).

Des résultats analogues ont été obtenus avec des bombardements d'électrons d'énergie 7 MeV pour le germanium et 0,2 MeV pour le silicium (21 et 22). La crois-

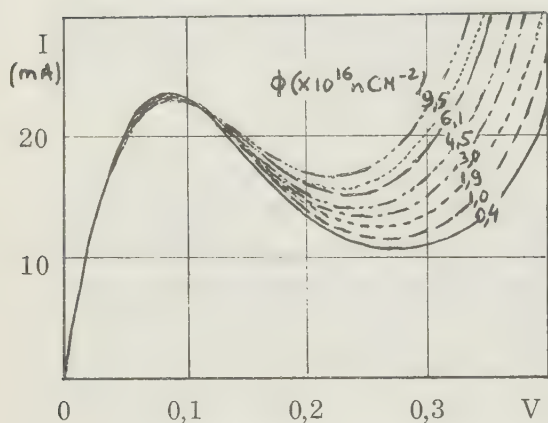


Fig. III-6 (Germanium)

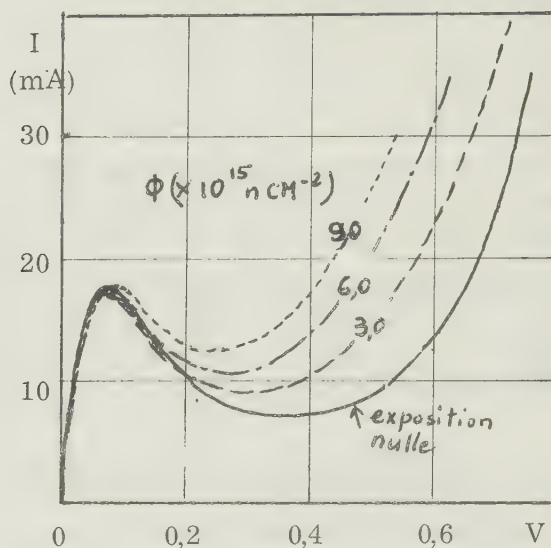


Fig. III-7 (Si)

sance de I_V ne devient notable qu'à partir d'un flux du même ordre de grandeur que les flux mentionnés ci-dessus.

Les diodes tunnel sont finalement peu sensibles aux dommages produits par des rayonnements peu intenses de neutrons rapides ou d'électrons.

CONCLUSION

Nous avons rassemblé ici les conclusions d'articles divers traitant de l'influence de phénomènes extérieurs comme la température, la pression, les champs magnétiques, les rayonnements sur les diodes tunnel.

En définitive, les diodes tunnel ont des caractéristiques stables avec les conditions extérieures. Pour améliorer les plages de fonctionnement des circuits à base de diodes tunnels, on peut se borner à les trier d'après leur pic et leur vallée.

CHAPITRE IV.

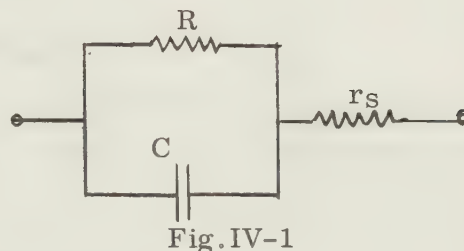
LA DIODE TUNNEL

- I. Les paramètres de la diode à effet tunnel.
- II. Conditions à imposer.
- III. La diode tunnel en commutation.
- IV. Relevé des caractéristiques des diodes à effet tunnel.
- V. La caractéristique courant-tension d'une diode à effet tunnel.

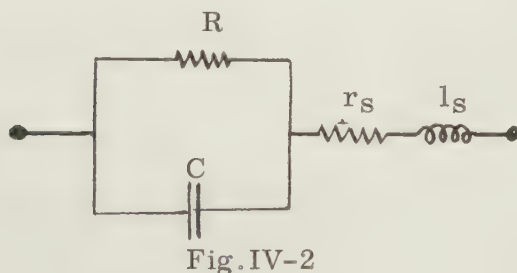
LA DIODE TUNNEL

I. - Les paramètres de la diode à effet tunnel.

Bardern (23) a établi le circuit équivalent de tout contact rectifiant autour d'un point de fonctionnement (fig.IV-1), où les composantes R et C en parallèle traduisent la nature de la région de charge d'espace et r_s la résistance du reste du semi-conducteur.



Pour une diode tunnel en commutation nous y ajoutons une self, de sorte que le schéma équivalent devient la fig.IV-2.

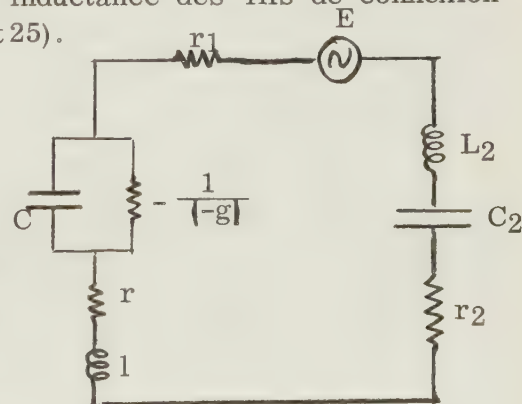


R est sensiblement la pente de la courbe $V = f(I)$, en régime statique, au point de polarisation considéré (25) ; R est négatif dans la partie à pente négative. C est la capacité due à la jonction. Elle tient compte aussi des connexions (25). r_s est la résistance, relativement faible, de la masse du semi-conducteur. l_s est l'inductance des fils de connexion (24 et 25).

II. - Conditions à imposer.

Considérons le circuit ci-contre (fig.IV-3) comprenant :

- la diode à effet tunnel, représentée par son schéma équivalent, la diode ayant son point de fonctionnement dans la partie à pente négative.



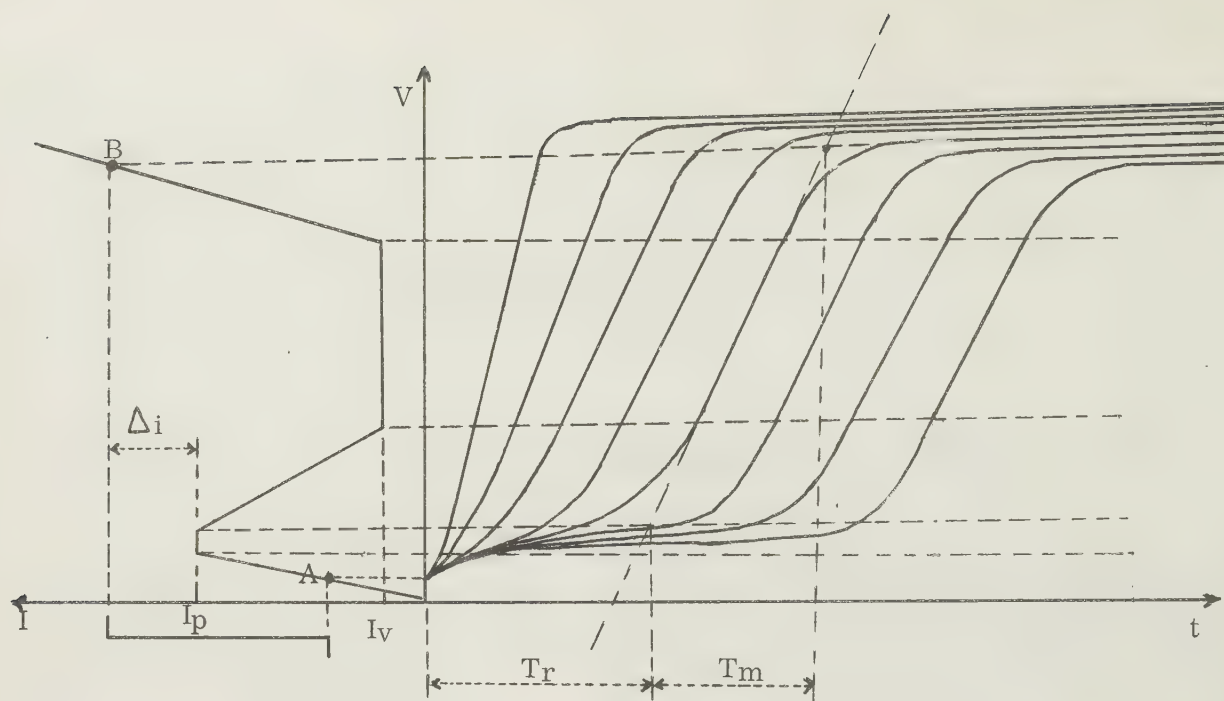


Fig. IV-4

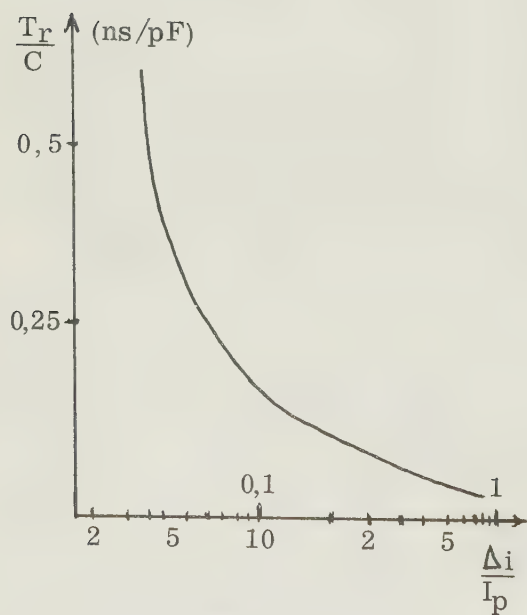


Fig. IV-5

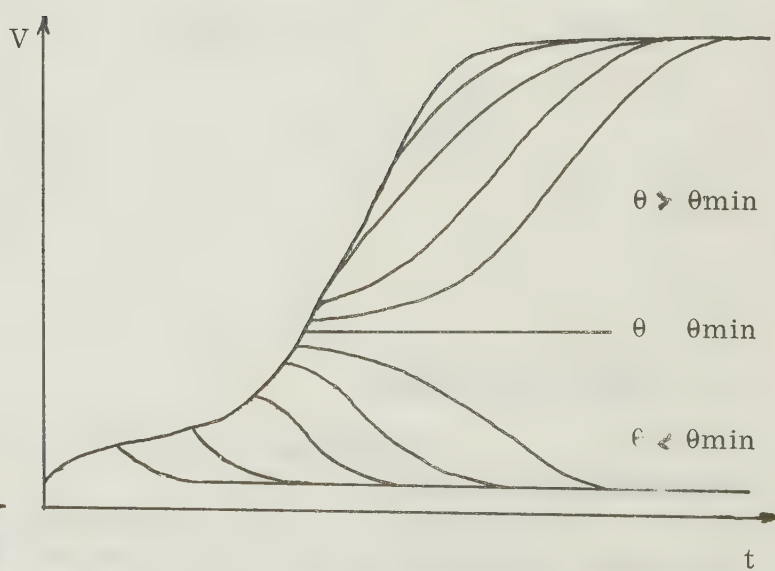


Fig. IV-6

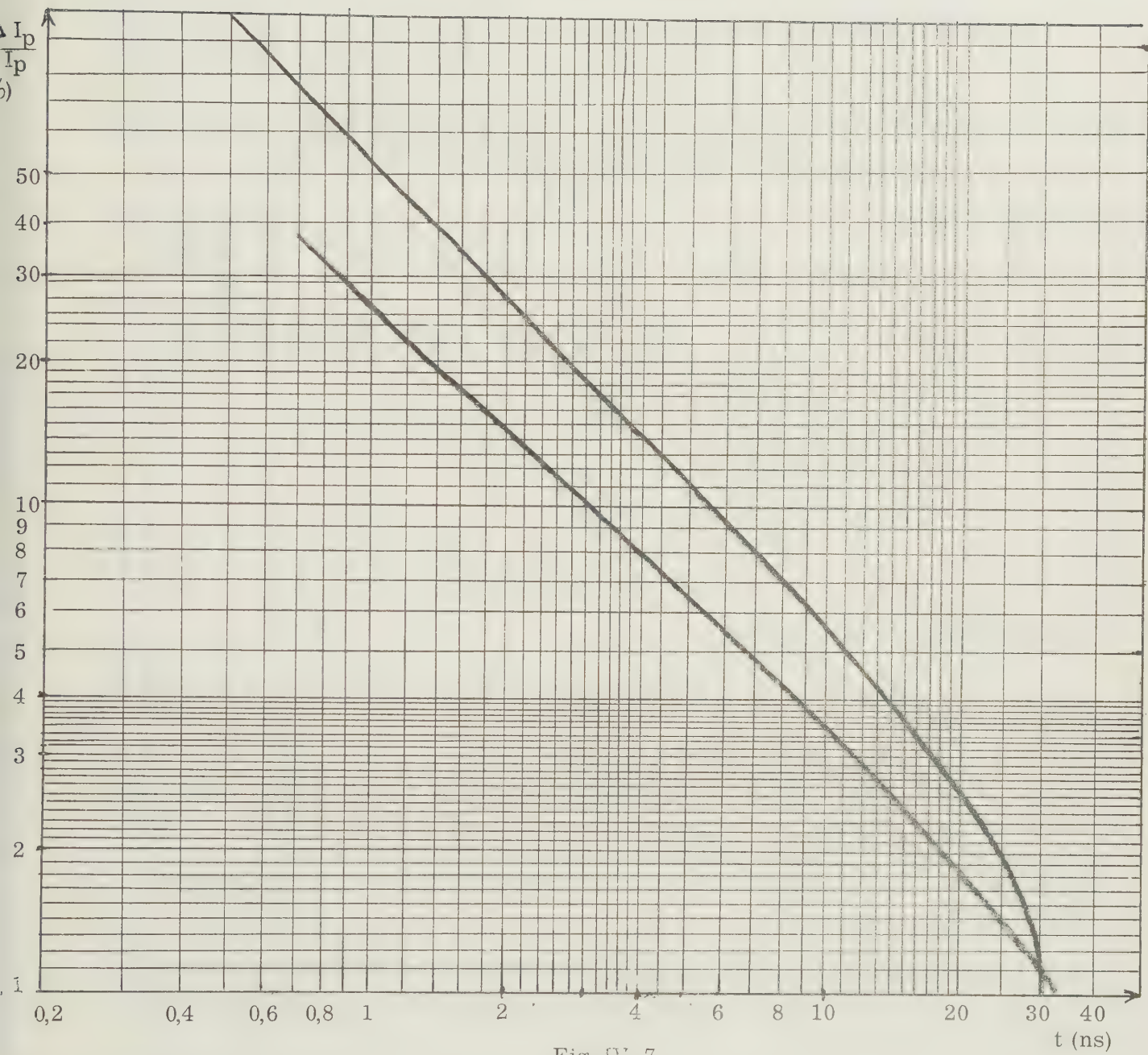


Fig. IV-7

- une source de polarisation de f.e.m. E et de résistance interne r' .
- un circuit oscillant L'', r'', C'' , accordé sur la fréquence ω de travail :

$$jL_2\omega + \frac{1}{jC_2\omega} = 0$$

On a, si Z désigne l'impédance du circuit vu de E :

$$Z = r + r_1 + r_2 + pL + \frac{1}{pC - |g|}$$

Soit :

$$Z = \frac{p^2LC + p(r_1C - L|g|) + (1 - r_2|g|)}{pC - |g|}$$

• Le numérateur s'annule pour :

$$p_{1,2} = -\frac{1}{2} \left[\frac{r_1}{L} - \frac{|g|}{C} \right] \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left[\frac{r_1}{L} - \frac{|g|}{C} \right]^2 - \frac{1 - r_2|g|}{LC}}$$

p sera réel et négatif si :

$$\frac{r_1}{L} - \frac{|g|}{C} > 0 \quad \text{et} \quad 1 - r_2|g| > 0$$

ce qui peut s'écrire : $\frac{1}{|g|} > r_2 > \frac{1}{C}$

C'est la condition pour laquelle la diode à effet tunnel est stable.

Si $0 < r_2 < \frac{1}{C}$, la diode oscille (28) ;

Si $r_2 > \frac{1}{|g|}$, la diode commute.

III. - La diode tunnel en commutation.

Rappelons ici la réponse d'une diode tunnel à un échelon de courant (fig. IV-4) (27 et 28).

La diode ne bascule de A en B qu'après un temps $T_R + T_M$:

- T_R (temps de retard) est fonction du dépassement relatif en courant Δi par rapport au courant pic I_p , comme il est représenté dans les fig. IV-5 et 7.
- T_M (temps de montée) dépend surtout de la capacité interne de la diode et de toute capacité placée à ses bornes, mais aussi, d'une façon moindre, du dépassement courant Δi .

Rappelons aussi la réponse d'une diode tunnel à un créneau de courant de largeur θ (fig. IV-6). La diode ne bascule que si $\theta > \theta_{\min}$, et le basculement est d'autant plus rapide que θ est plus grand.

Par conséquent, une diode à effet tunnel commute d'autant plus vite que le

dépassement Δi en courant pic est plus élevé (T_r minimum) et que la largeur de l'impulsion est plus élevée ($\theta > \theta_{\min}$).

Des conclusions de même nature sont valables pour la commutation de B en A, mais, pour un même dépassement Δi en dessous du courant de vallée I_V , la diode est moins rapide. On peut expliquer cela par le fait que la capacité équivalente de la diode tunnel est plus forte à la vallée qu'au pic (fig. IV-8).

Des résultats analogues sont obtenus avec la commutation d'une Goto-paire (voir plus loin), qui bascule mieux qu'une diode seule (fig. IV-7).

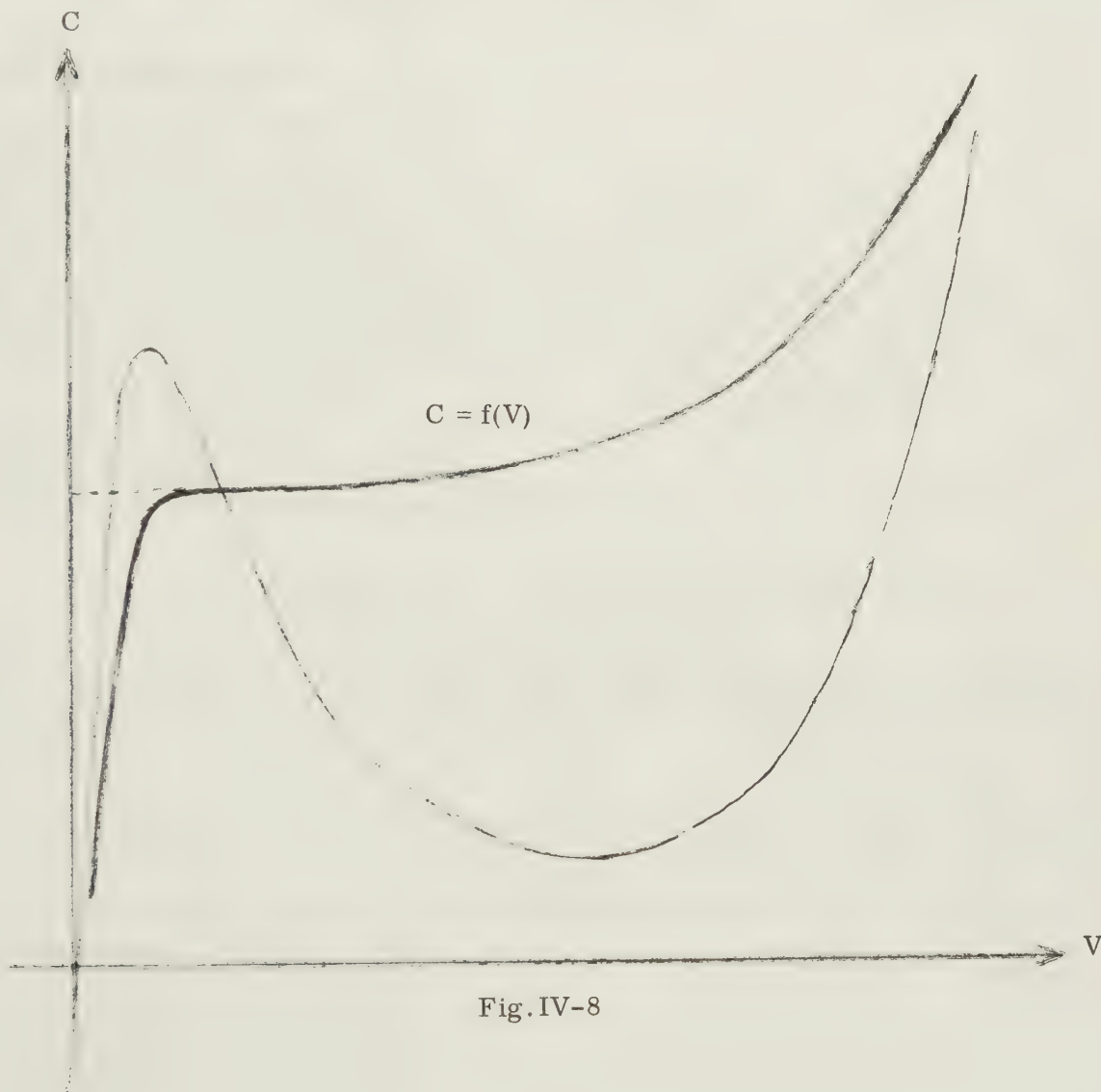


Fig. IV-8

IV.- Relevé des caractéristiques des diodes à effet tunnel.

Pour relever les caractéristiques $I = f(V)$ des diodes tunnel, il faut se placer dans les conditions de stabilité, de façon que la résistance r_t , vue entre ses bornes, remplisse la condition : $\frac{1}{|f'|} > r_t > \frac{|1-f'|}{C}$

Nous utiliserons un circuit en pont, (fig. IV-9), équilibré au moyen de quatre résistances R_1 , R_2 , R_3 et R_4 et muni d'un détecteur de résistance interne R_5 , monté entre deux bornes opposées. Nous allons montrer que le déséquilibre enregistré par le détecteur est proportionnel au courant traversant la diode : nous pourrions utiliser cette propriété pour tracer la courbe $V = f(I)$.

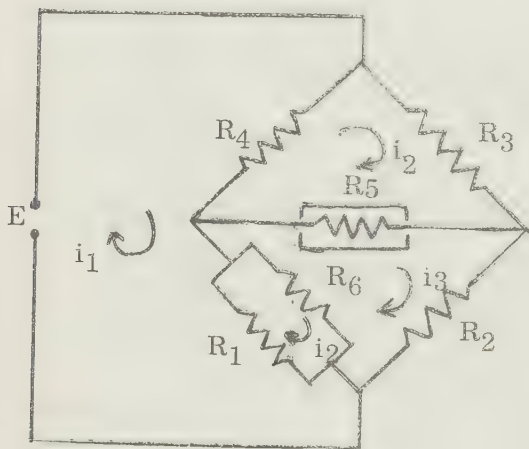


Fig. IV-9

Nous supposons qu'on a pris :

$$R_1 \cdot R_3 = R_2 \cdot R_4$$

La diode tunnel, introduite en parallèle sur R_1 , peut être remplacée par une résistance R_6 , variable avec le point de fonctionnement, telle que, si v est la tension aux bornes de la diode et I le courant qui la traverse, on ait $v = R_6 \cdot I$

Les équations du circuit (voir la figure pour la désignation des courants de maille) sont alors :

$$\begin{aligned} E &= R_4 i_1 + R_1(i_1 - i_2) - R_4 i_4 \\ 0 &= R_6(i_2 - i_3) + R_1(i_2 - i_1) \\ 0 &= R_5(i_3 - i_4) + R_2 i_3 + R_6(i_3 - i_2) \\ 0 &= R_3 i_4 + R_5(i_4 - i_3) + R_4(i_4 - i_1) \end{aligned}$$

D'où :

$$\begin{aligned} i_1 &= \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} E & -R_1 & 0 & -R_4 \\ 0 & R_1 + R_6 & -R_6 & 0 \\ 0 & -R_6 & R_2 + R_5 + R_6 & -R_5 \\ 0 & 0 & -R_5 & R_3 + R_4 + R_5 \end{vmatrix} \\ &= \frac{E}{\Delta} \left[(R_1 + R_6) [R_2(R_3 + R_4 + R_5) + R_5(R_3 + R_4)] + R_6 R_1 (R_3 + R_4 + R_5) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i_2 &= \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} R_1+R_4 & E & 0 & -R_4 \\ -R_1 & 0 & -R_6 & 0 \\ 0 & 0 & R_2+R_5+R_6 & -R_5 \\ -R_4 & 0 & -R_5 & R_3+R_4+R_5 \end{vmatrix} \\
 &= \frac{E}{\Delta} \left[R_1 \left[(R_2 + R_5 + R_6) (R_3 + R_4 + R_5) - R_5^2 \right] + R_6 R_4 R_5 \right] \\
 i_3 &= \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} R_1+R_4 & -R_1 & E & -R_4 \\ -R_1 & R_1+R_6 & 0 & 0 \\ 0 & -R_6 & 0 & -R_5 \\ -R_4 & 0 & 0 & R_3+R_4+R_5 \end{vmatrix} \\
 &= \frac{E}{\Delta} \left[R_1 R_6 (R_3 + R_4 + R_5) + (R_1 + R_6) R_4 R_5 \right]
 \end{aligned}$$

Le courant passant dans la diode est : $I = i_2 - i_3$

Soit V la tension aux bornes de R_5 . On a :

$$V = R_2 i_3 + R_1 (i_2 - i_1)$$

D'où :

$$I = \frac{E}{\Delta} R_1 \cdot (R_2 R_3 + R_2 R_4 + R_2 R_5 + R_3 R_5)$$

et

$$\begin{aligned}
 V &= \frac{E}{\Delta} \cdot R_5 \left[(R_3 + R_4) R_1^2 + (R_2 R_4 - R_1 R_3 - R_1 R_4) (R_1 + R_6) + R_1 R_4 R_6 \right] \\
 &= \frac{E}{\Delta} R_5 R_1^2 R_3
 \end{aligned}$$

d'où

$$\frac{V}{I} = \frac{R_1 R_3 R_5}{R_2 R_3 + R_2 R_4 + (R_2 + R_3) R_5}$$

Donc :

$$V \neq \frac{R_1 R_3}{R_2 + R_3} I \quad \text{si } R_5 \text{ est } \underline{\text{suffisamment grand.}}$$

Nous voyons que la tension aux bornes de R_5 est proportionnelle à l'intensité traversant la diode, quelque soit R_6 , donc quelque soit le point de fonctionnement de la diode.

On a ainsi la possibilité d'utiliser différents types d'appareils pour tracer la courbe $V = f(I)$:

- relevé point par point à l'aide de deux voltmètres électroniques (29) : l'un prenant la tension aux bornes de la diode, l'autre donnant l'intensité $I = \frac{R_2 + R_3}{R_1 R_2} V$, à partir de V tension aux bornes du détecteur .

- enregistrement mécanique, les deux tensions étant portées sur deux axes rectangulaires.

- observation de la courbe sur un oscilloscope cathodique branché comme l'indique la fig.IV-10.

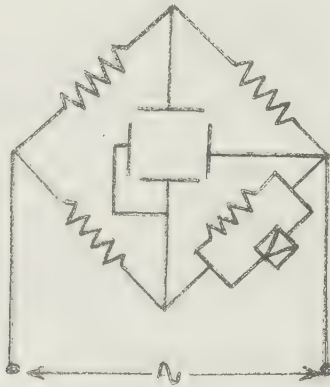


Fig.IV-10

V.- La caractéristique courant-tension d'une diode à effet tunnel.

La fig.IV-11 donne une caractéristique diode 1N2939A.

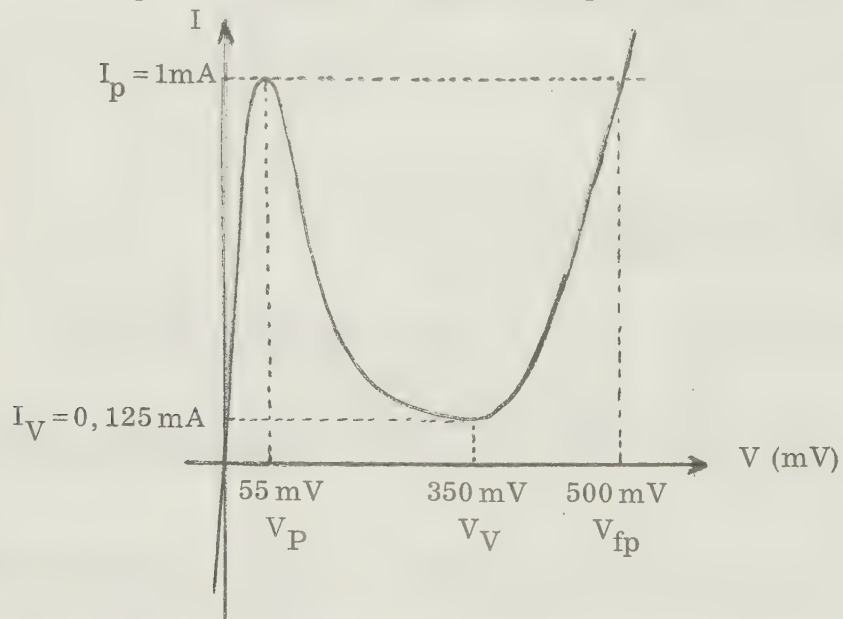


Fig.IV-11

CHAPITRE V.

LE MONTAGE DE GOTO

A. En tant que régénérateur d'impulsions à polarité contrôlée.

- I. Les méthodes graphiques.
 - II. La Goto-paire : ses abaqes en fonction de la résistance série r .
 - III. Détermination graphique de V_A .
 - IV. Polarité des impulsions lorsque $E(t)$ croît.
 - V. Polarité des impulsions lorsque $E(t)$ décroît.
 - VI. Plages de fonctionnement pour les impulsions d'entrée.
 - VII. Temps d'établissement du courant I_0 .
 - VIII. Etude de l'impulsions délivrée : forme, amplitude, puissance et impératifs d'utilisation.
- Conclusions.

B. En tant qu'élément bistable : la Goto-paire.

LE MONTAGE DE GOTO : DEUX MODES DE FONCTIONNEMENT

Désignons par A et B les deux noeuds principaux de ce montage, B étant à la masse.

Entre ces points, se trouvent en série une diode tunnel (appelée D.T. sur la fig. V-1), sa source de polarisation ($E(t)$ sur la figure, somme d'une tension continue E et d'une tension alternative $e(t)$ et une résistance r , somme de la résistance interne de la source et d'une résistance éventuelle assez faible.

Entre A et B, se trouvent aussi montés en série d'autres éléments rigoureusement appareillés aux premiers, mais, en tant que dipôles, disposés de façon inversée.

Enfin, entre A et B, est connecté le dispositif entrée-sortie, dont le comportement est décrit par son schéma équivalent : une résistance de charge R_L (combinaison parallèle des résistances entrée-sortie) et un générateur de courant I_0 .

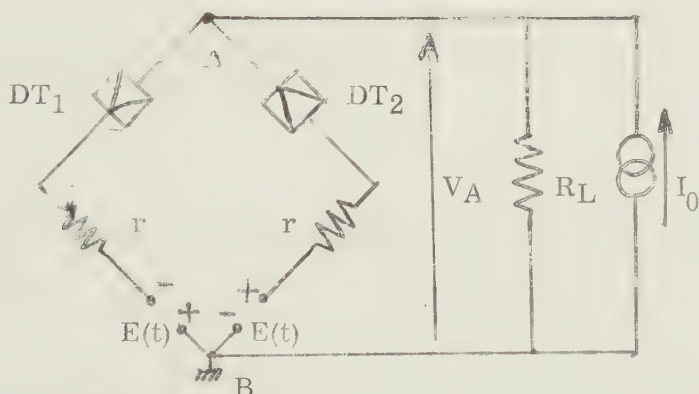


Fig. V-1

Ce dispositif peut être utilisé de deux manières différentes :

1°) En tant que régénérateur d'impulsions de polarité contrôlée :

Lorsque $e(t)$ varie avec le temps, la tension du point A varie, sa polarité dépendant du sens de I_0 . Il en résulte que, si $e(t)$ est une fonction sinusoïdale du temps, on peut recueillir en A des impulsions dont la polarité est contrôlée par le sens de I_0 .

2°) En tant qu'élément bistable :

Si $e(t)$ est constant, le montage dans sa partie symétrique, appelé Goto-paire, se comporte comme un élément bistable à caractéristique en "N" pour le dispositif entrée-sortie.

Etudions séparément leur fonctionnement.

A. - LE MONTAGE DE GOTO EN TANT QUE REGENERATEUR D'IMPULSIONS A POLARITE CONTROLEE.

Nous nous proposons d'obtenir graphiquement les variations de la tension V_A en fonction de $E(t)$, pour des paramètres divers, tels que résistance de charge R_L , courant de contrôle I_0 , largeur et fréquence de répétition des impulsions $e(t)$.

Nous donnerons les conditions optima d'utilisation de ce montage, qui sera l'élément principal dans les circuits de comptage étudiés par la suite.

I. - Les méthodes graphiques.

Partageons le montage précédent en deux circuits ayant pour extrémités A et B ; chacun d'eux nous donne un graphe $i_A = f(v_A)$. A un instant donné, la tension de fonctionnement V_A est obtenue graphiquement à l'intersection des graphes de ces deux circuits, c'est-à-dire lorsque le courant I_A , qui sort de l'un d'eux, est celui qui entre dans l'autre.

Comme il y a trois façons de partager le montage de Goto, nous aurons trois types de constructions graphiques pour déterminer V_A . Ces trois façons sont représentées sur les fig. V-2a, 2b et 2c.

II. - La Goto-paire : ses abaques en fonction de la résistance série r .

C'est le dipole représenté sur la fig. V-2d.

Nous obtenons graphiquement une de ses caractéristiques $i_A = f(v_A)$, pour E donné, en effectuant la somme algébrique, pour chaque valeur de la tension v_A , des courants traversant chacune des diodes.

Les résistances r étant identiques et les diodes tunnel étant "jumelles" dans leurs caractéristiques (i_p, v_p ; i_v, v_v), les abaques caractérisant ce dipole, en fonction de la tension E , sont symétriques par rapport à l'origine.

Lorsque r est nul, les caractéristiques sont en forme de "N" pur (fig. V-3a).

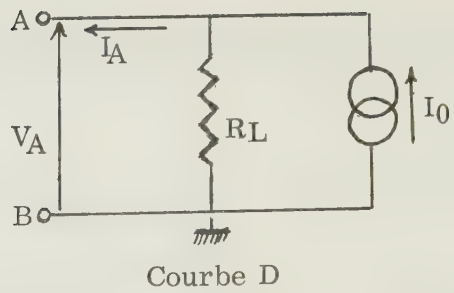
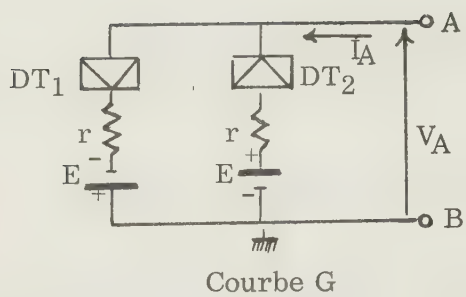


Fig. V-2a

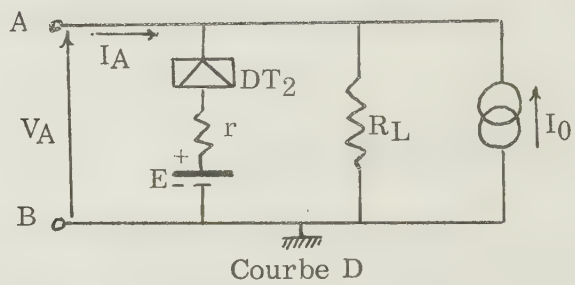
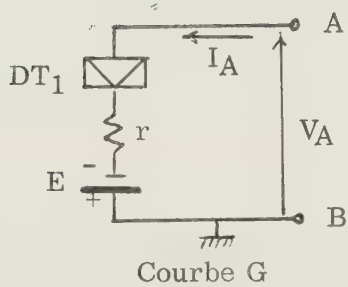


Fig. V-2b

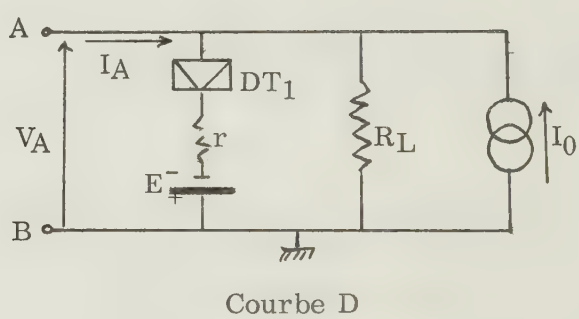
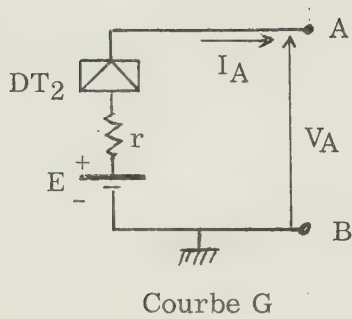


Fig. V-2c

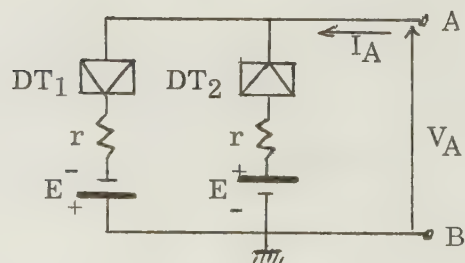


Fig. V-2d

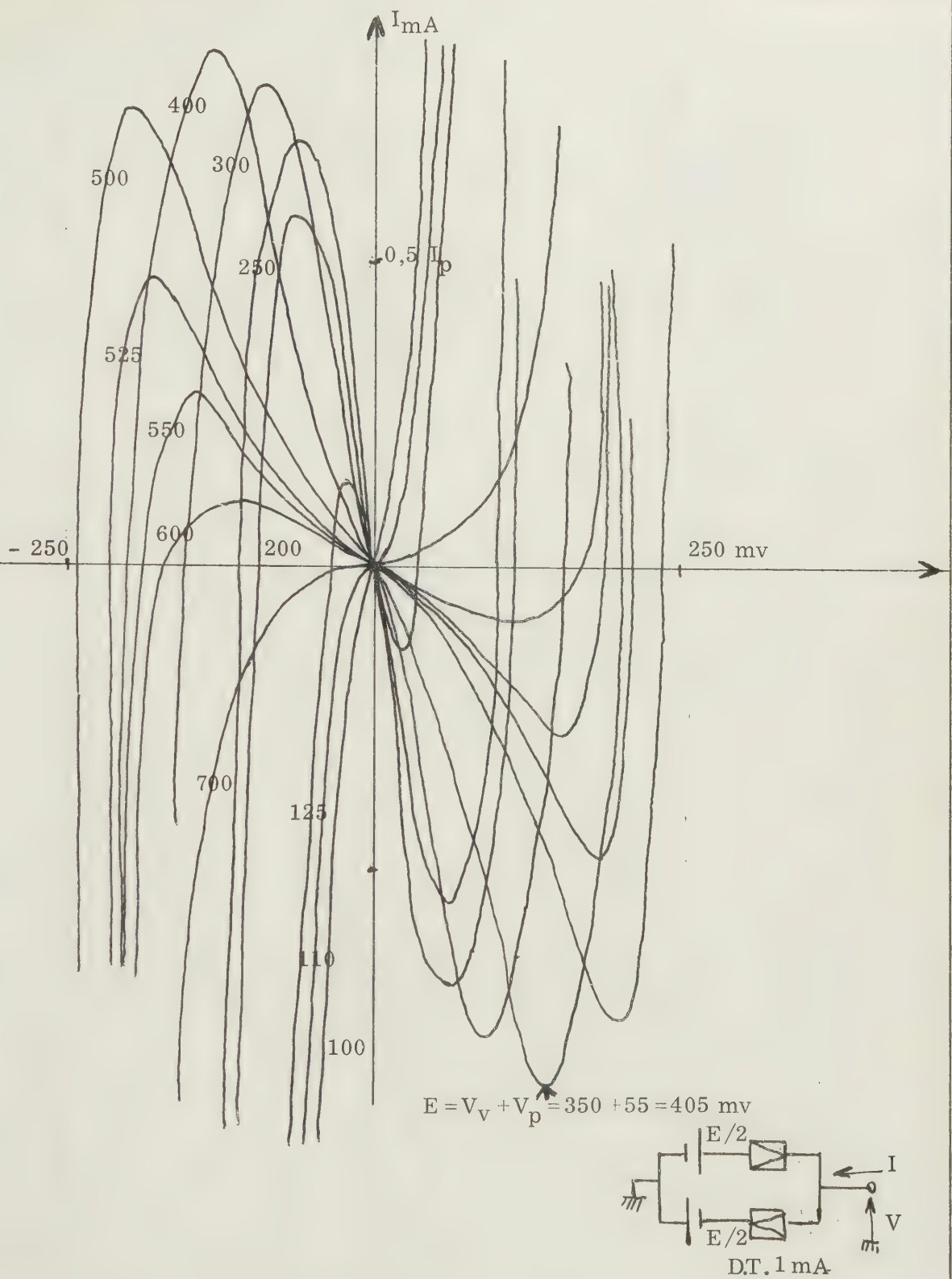


Fig. V-3a

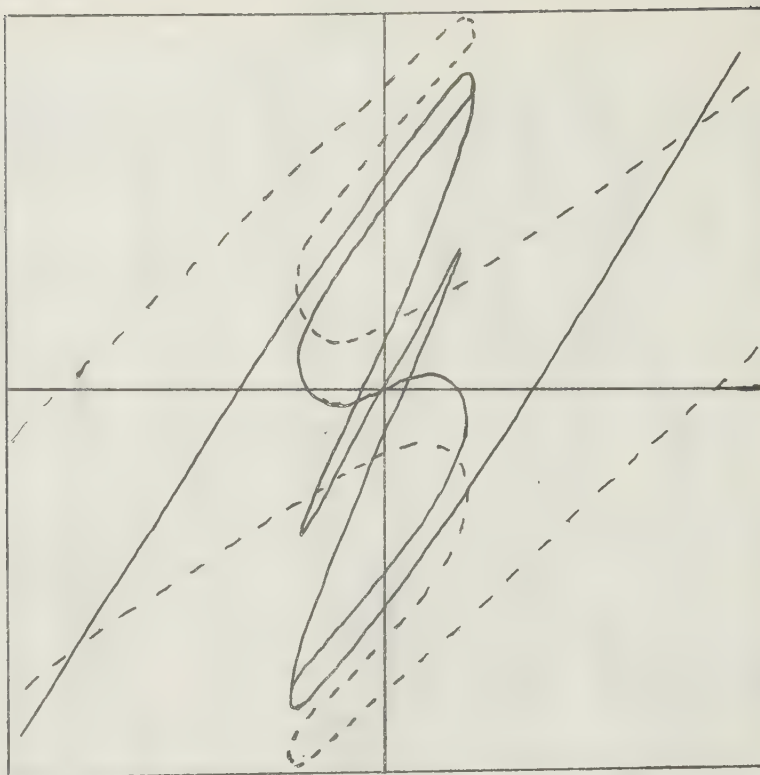


Fig. V-3c₁

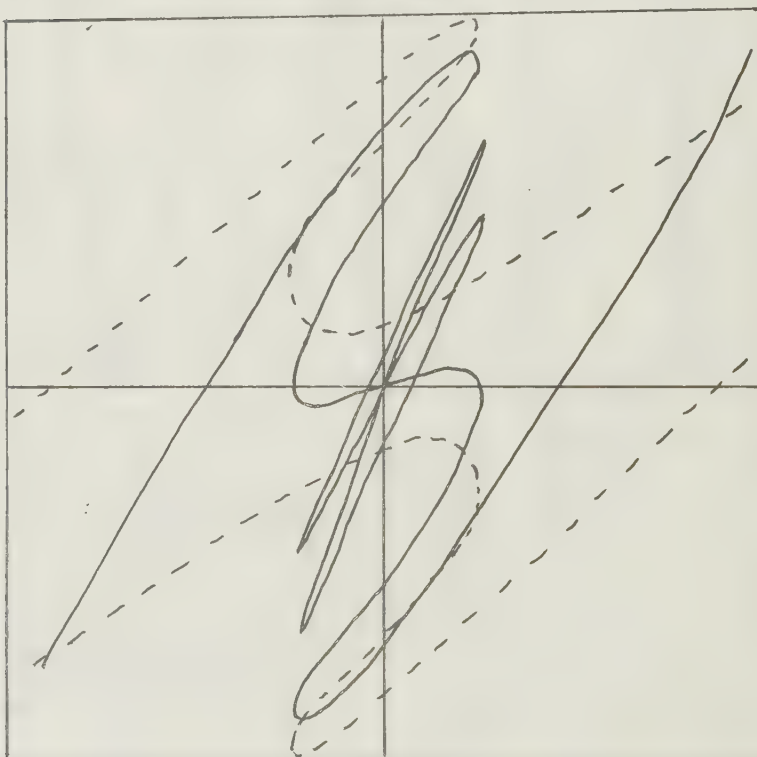
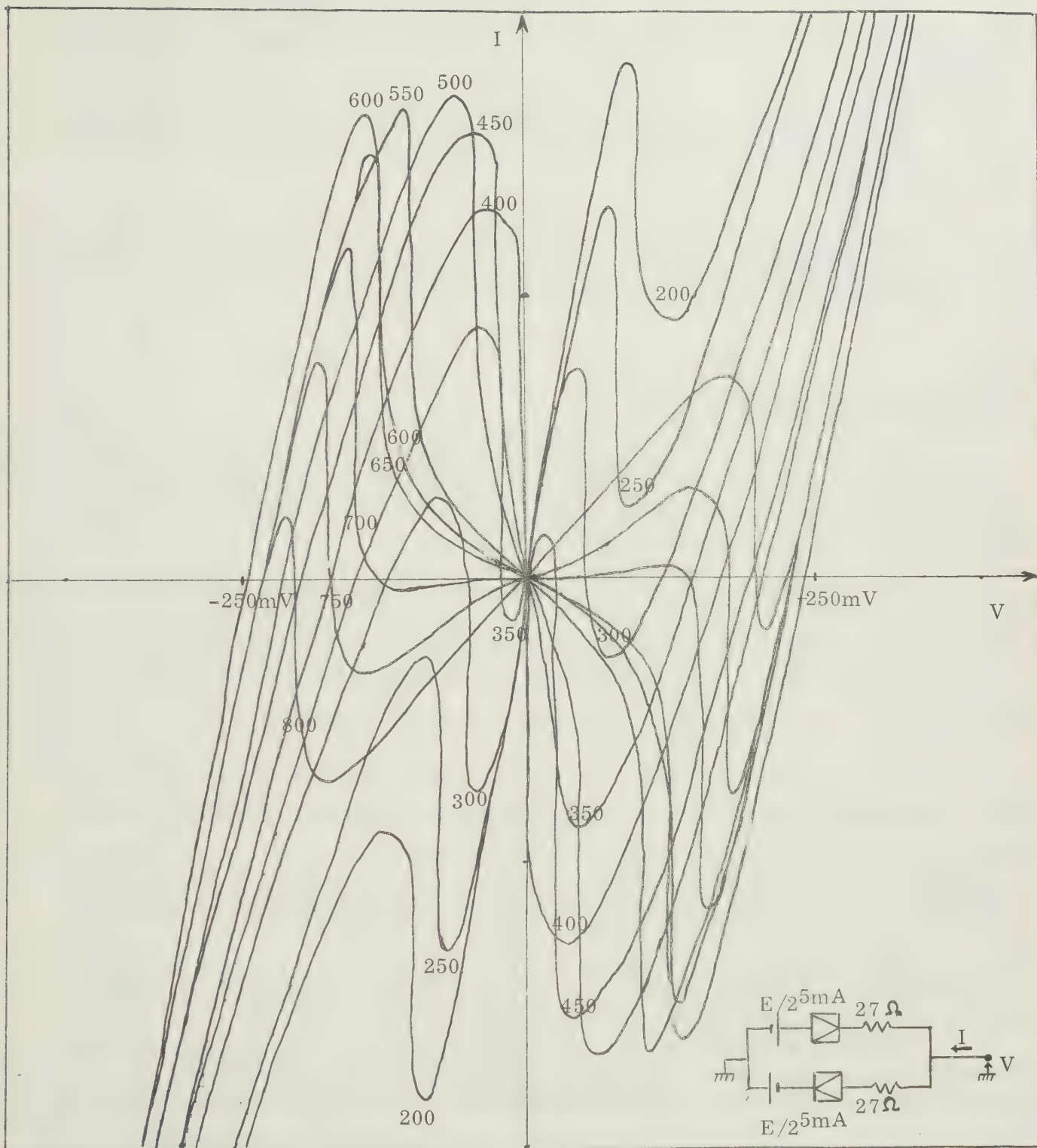


Fig. V-3c₂



Lorsque r est inférieur ou égal à la résistance négative des diodes, les caractéristiques ont encore la forme d'un "N", bosselé, ne présentant pas de boucle fermée (fig. V-3b).

Mais, lorsque r est supérieur à la résistance négative des diodes, les caractéristiques comportent des boucles fermées, qui passent par l'origine devenue point stable (fig. V-3c).

Nous n'utiliserons donc par la suite que des valeurs de la résistance r au plus égales à la valeur absolue de la résistance négative des diodes tunnel ; nous n'aurons donc à ne considérer que des abaques du type des fig. V-3a et 3b.

III. - Détermination graphique de V_A .

Pour déterminer V_A , nous prenons graphiquement l'intersection des graphes des deux parties du circuit de Goto (fig. V-2), de façon que le courant I_A commun soit le même : nous gardons ici les notations a, b et c pour les figures correspondant respectivement aux fig. V-2a, 2b et 2c.

Suivant les valeurs de E , nous constatons que trois cas se présentent :

- pour $E < V_p + r \cdot I_p$, les deux diodes sont dans leur position basse (fig. V-4) ;
- pour $V_p + r \cdot I_p < E < V_v + r \cdot I_v$, une des diodes est dans la position haute (fig. V-5 et 6) ;
- pour $E > V_v + r \cdot I_v$, les deux diodes sont dans leur position haute (fig. V-7).

Dans le premier et le troisième cas, la tension de sortie V_A a une très faible valeur, alors que, dans le second cas, V_A a une valeur voisine de la tension $\frac{V_{fp}}{2}$, valeur positive ou négative : nous verrons par la suite que la polarité de V_A reste toujours contrôlée par le sens de I_0 , lorsqu'on passe, par augmentation de la tension $E(t)$, du premier cas au deuxième, ou, par diminution de la tension, du troisième cas au second.

Lorsque E passe par les valeurs $E = V_p + r \cdot I_p$ ou $E = V_v + r \cdot I_v$, le changement de la tension en A s'effectue brusquement si l'une des diodes commute, la nature brusque de ce changement étant déterminée par la valeur de R_L .

En effet, à ce moment là, les diodes se comportent comme des résistances infinies (tangente horizontale sur les courbes dégénérées partiellement par r), et la diode qui change d'état voit uniquement la résistance R_L : elle commute si $R_L > R_0$ (avec $\frac{1}{R_0} = \left| -\frac{1}{g} + \frac{1}{r} \right|$) ; donc, pour cette valeur de R_L , la tension V_A change brusquement de

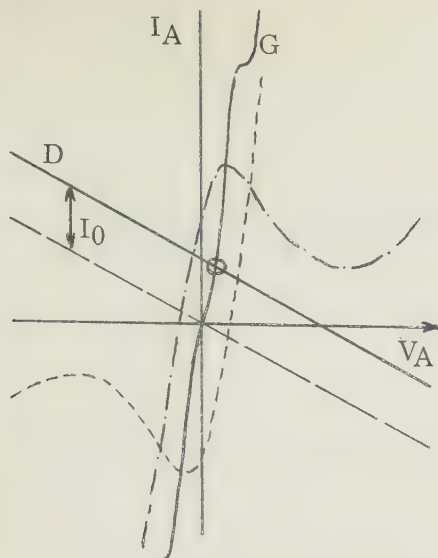


Fig. V-4a

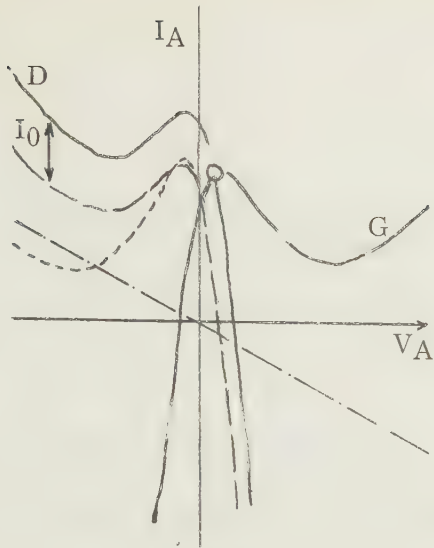


Fig. V-4b

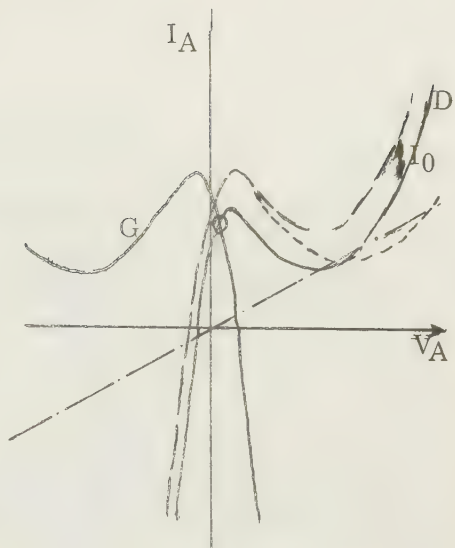


Fig. V-4c

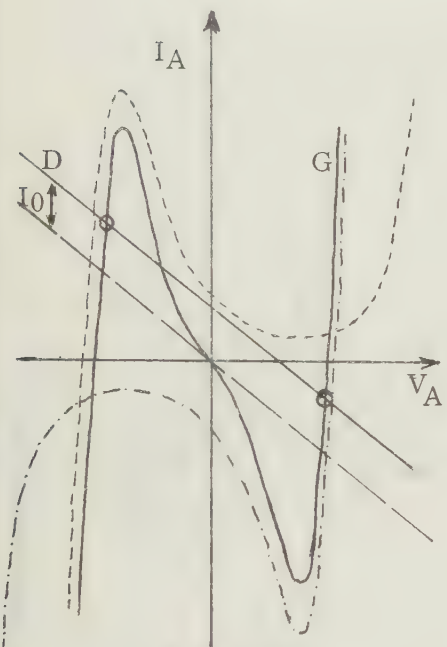


Fig. V-5a

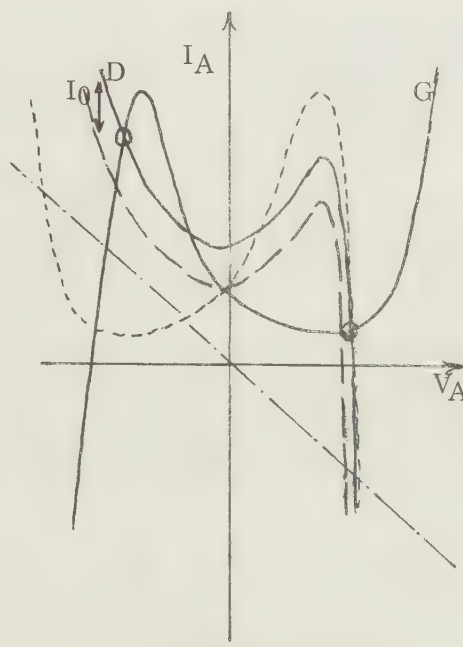


Fig. V-5b

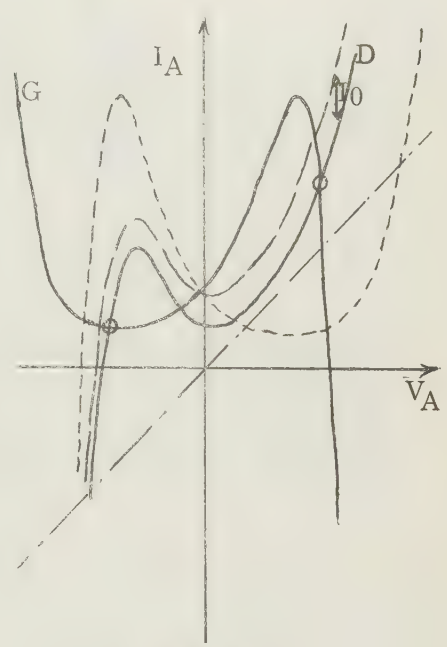


Fig. V-5c

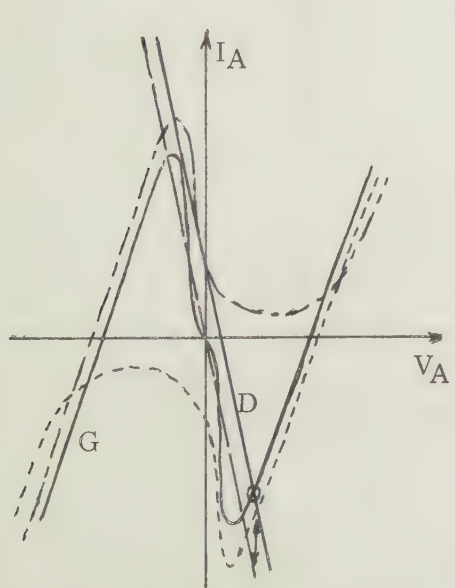


Fig. V-6a

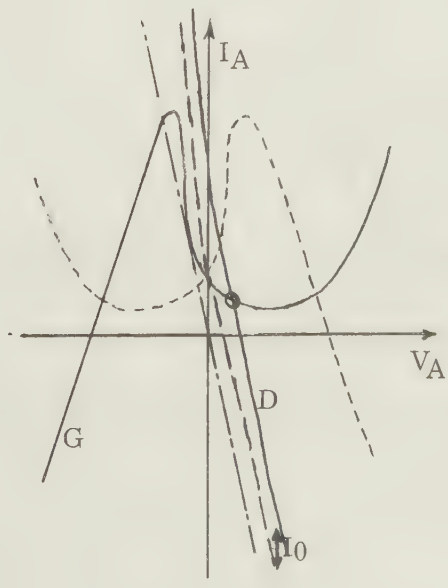


Fig. V-6b

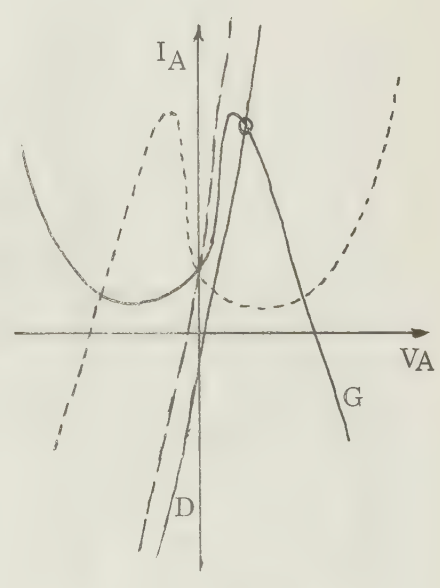


Fig. V-6c

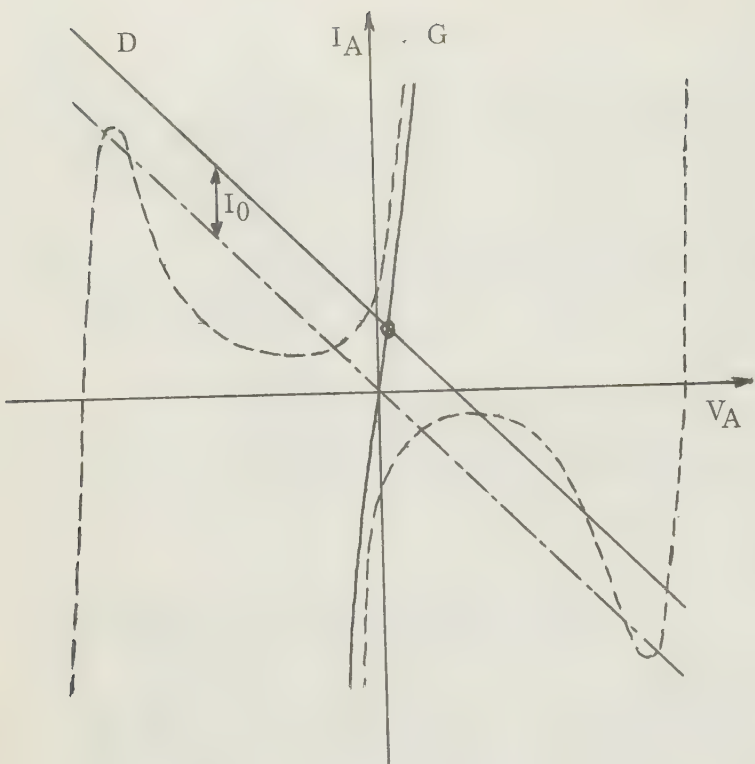


Fig. V-7a

Fig. V-7b

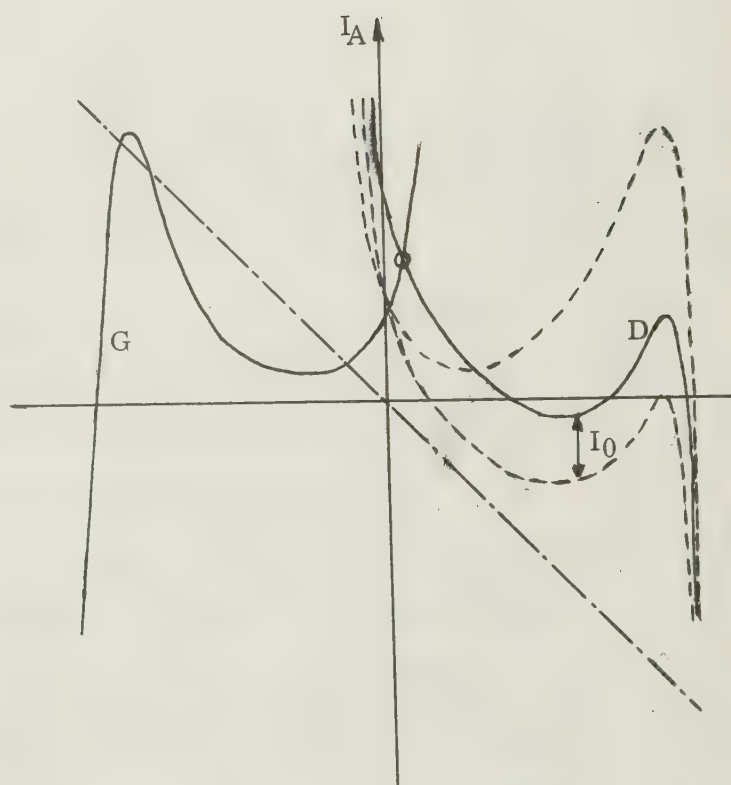
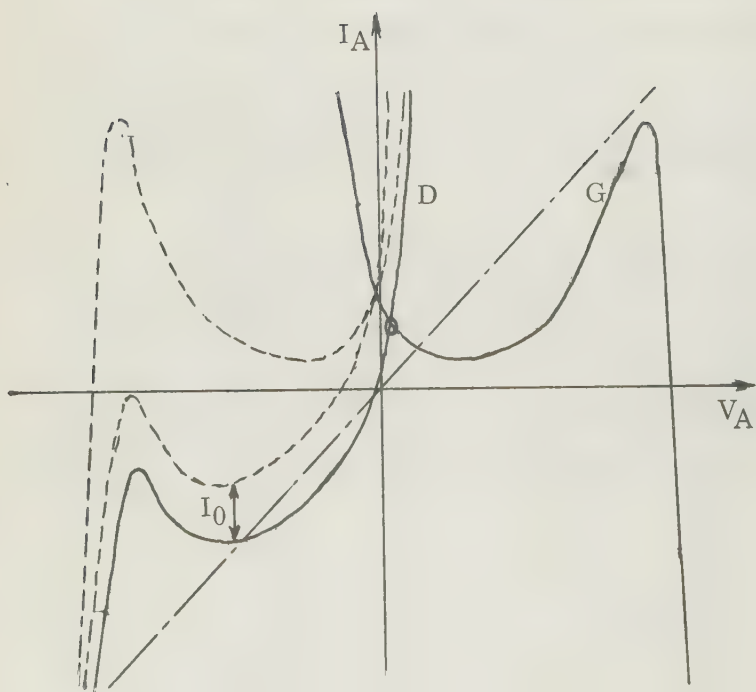


Fig. V-7c



valeur (la fig. V-5 montre un changement effectué sans commutation, alors que, dans la fig. V-6, le changement se fait avec commutation).

Si l'on choisit r légèrement inférieur à g , la diode commutera toujours (fig. V-3b)

IV.- Polarité des impulsions, lorsque $E(t)$ croît.

Analysons ce qui se passe lorsque $E(t)$ croît avec le temps, en nous plaçant dans le cas où I_0 est un courant qui arrive en A.

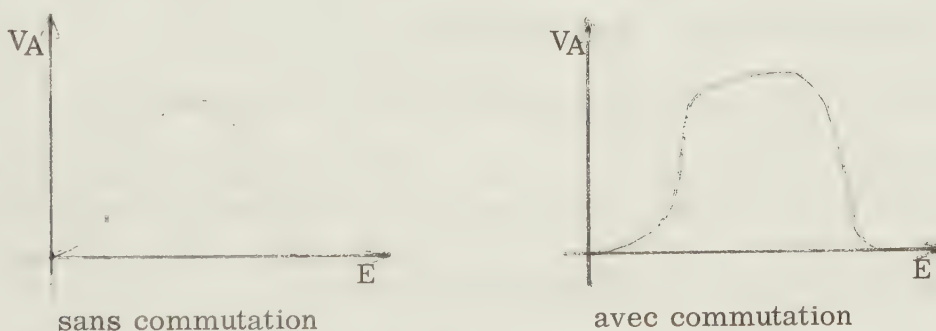
Nous retrouvons les trois cas mentionnés plus haut.

Au début, quand E est faible, les deux diodes sont dans leur état bas. Le courant I_0 fait que la diode DT_1 , conduisant dans le sens direct de A en B, est traversée par un courant plus grand que celui passant dans DT_2 ; la tension à ses bornes est donc supérieure à celle de DT_2 : V_A est faiblement positive.

Supposons maintenant que $E(t)$ augmente et qu'une des diodes doive changer d'état : celle dont le point de fonctionnement est le plus proche du sommet basculera. Donc DT_1 , conduisant plus que DT_2 , changera d'état avant celle-ci et la tension V_A augmentera, tout en restant positive.

La tension $E(t)$ augmentant toujours, le courant dans DT_1 finit par augmenter, de façon telle que celui qui passe dans DT_2 entraîne le changement d'état de DT_2 . Les deux diodes sont alors dans le même état, mais la tension aux bornes de DT_1 est supérieure à celle qui existe aux bornes de DT_2 , de sorte que la tension V_A redevient faiblement positive.

On peut traduire tout cela par une courbe donnant V_A en fonction de E :



l'impulsion est toujours positive, lorsque I_0 arrive en A.

Si l'on inverse le sens de I_0 , le raisonnement précédent reste valable, mais c'est DT_2 qui change d'état. Donc :

l'impulsion est toujours négative, lorsque I_0 part de A.

Tous ces résultats se retrouvent sur les fig. V-4, 5, 6 et 7.

Remarquons ici la nécessité d'avoir deux diodes tunnel semblables par leur pic (I_p, V_p), pour que I_0 contrôle effectivement le changement d'état, quelle que soit sa valeur.

Remarquons aussi que le choix de R_L autorise ou non la commutation.

Or nous désirons qu'il y ait commutation pour avoir un meilleur temps de montée et de descente de l'impulsion délivrée en A, impulsion d'attaque des circuits de comptage comme nous le verrons par la suite.

Il faut donc choisir R_L plus grand que R_0 , mais R_L est fixée par la condition d'obtenir le maximum de puissance en A. Il faut donc agir sur R_0 et par suite choisir r suffisamment grand. Mais r doit rester inférieur à g , sinon on obtient les boucles fermées de la fig. V-3c. Nous prendrons donc r voisin de g , tout en lui étant inférieur.

Avec les diodes 5 mA de la General Electric, nous avons choisi $r = 27 \Omega$, ce qui nous a donné l'abaque de la fig. V-3b.

Nous pouvons donc utiliser des résistances R_L assez faibles, mais plus R_L diminue, I_0 étant donné, plus la plage de fonctionnement de l'impulsion d'entrée diminue.

Nous verrons qu'avec la valeur R_{L0} , que nous définirons par la suite, on a un bon compromis d'une part pour la puissance délivrée, d'autre part pour la plage de fonctionnement des impulsions d'entrée : $E(t)$.

Nous avons tracé sur la fig. V-8, à partir de la fig. V-3b, différentes plages de fonctionnement pour différentes valeurs de R_L .

V. - Polarité des impulsions, lorsque $E(t)$ décroît.

Plaçons-nous dans le cas où I_0 est un courant qui arrive en A.

Initialement, la tension E est assez forte pour que les deux diodes soient dans leur état haut. Nous avons montré en IV que la tension V_A est positive et a une faible valeur.

Regardons ce qui se passe lorsque $E(t)$ décroît.

Le courant I_0 arrivant en A, il passe plus de courant dans la diode DT_1 , qui conduit dans son état direct de A vers B, que dans DT_2 . Donc DT_2 est plus proche de son courant de vallée, change d'état la première et produit l'augmentation de A. Ainsi la polarité de V_A reste positive.

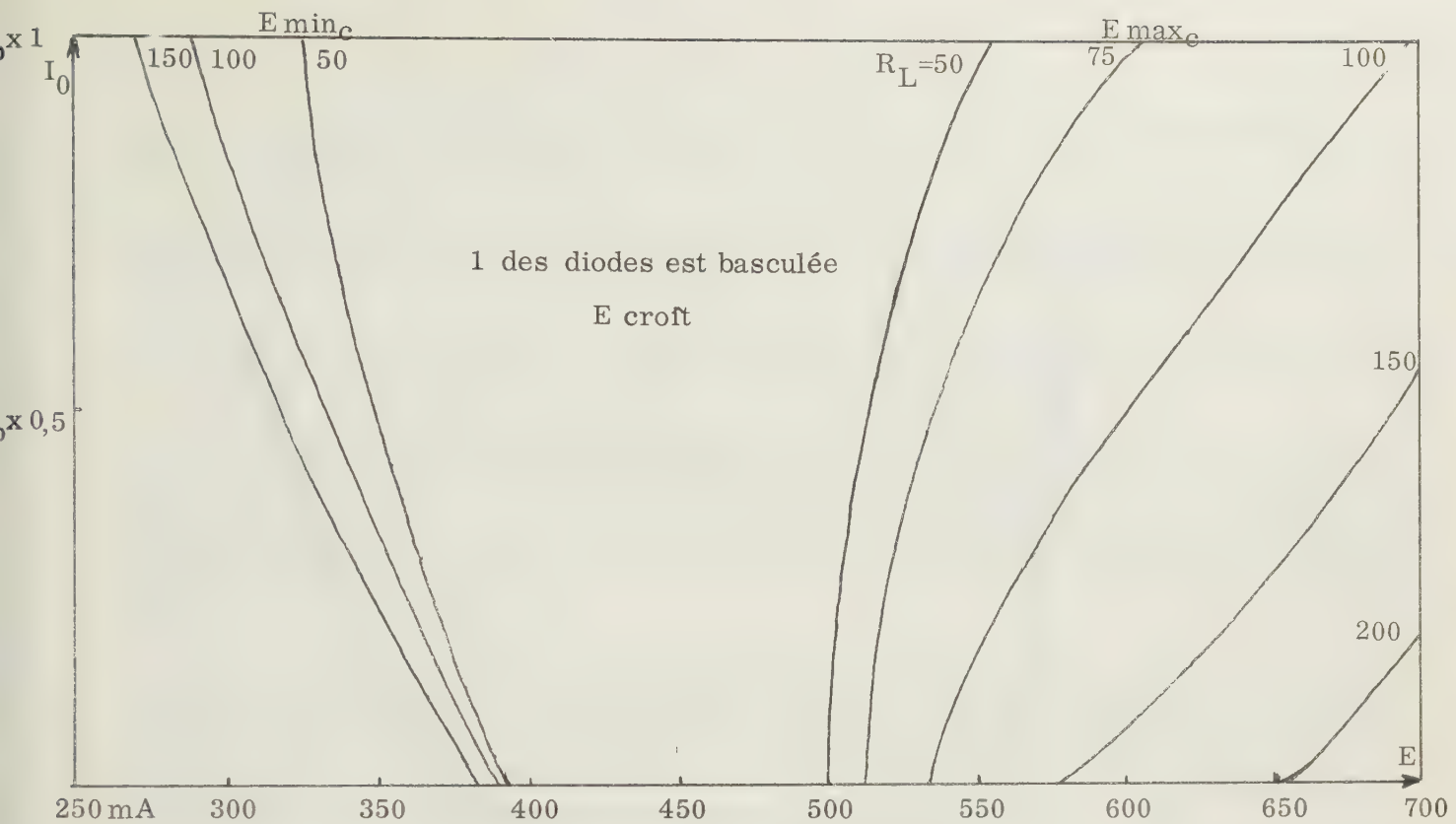


Fig. V-8

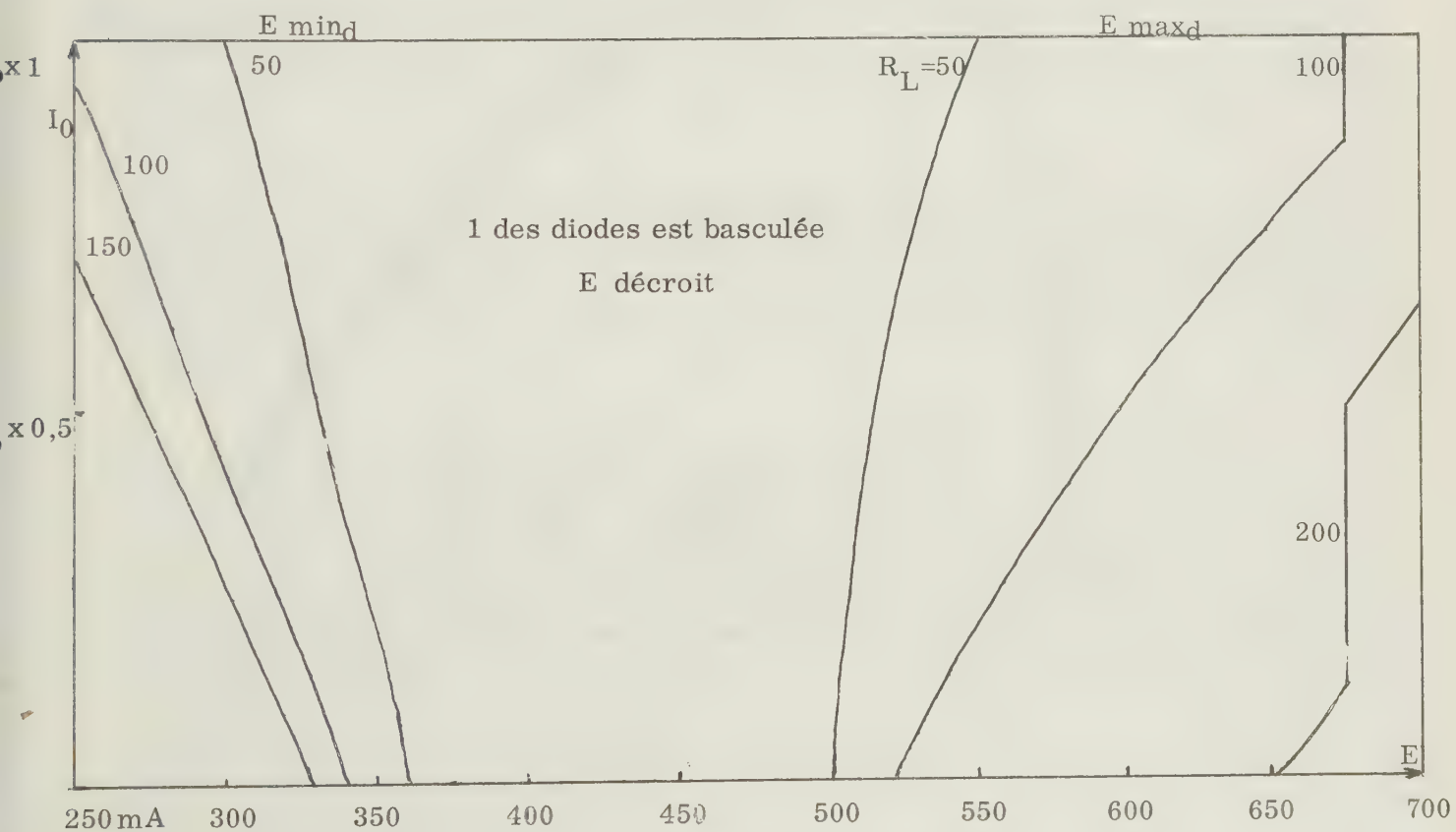


Fig. V-9

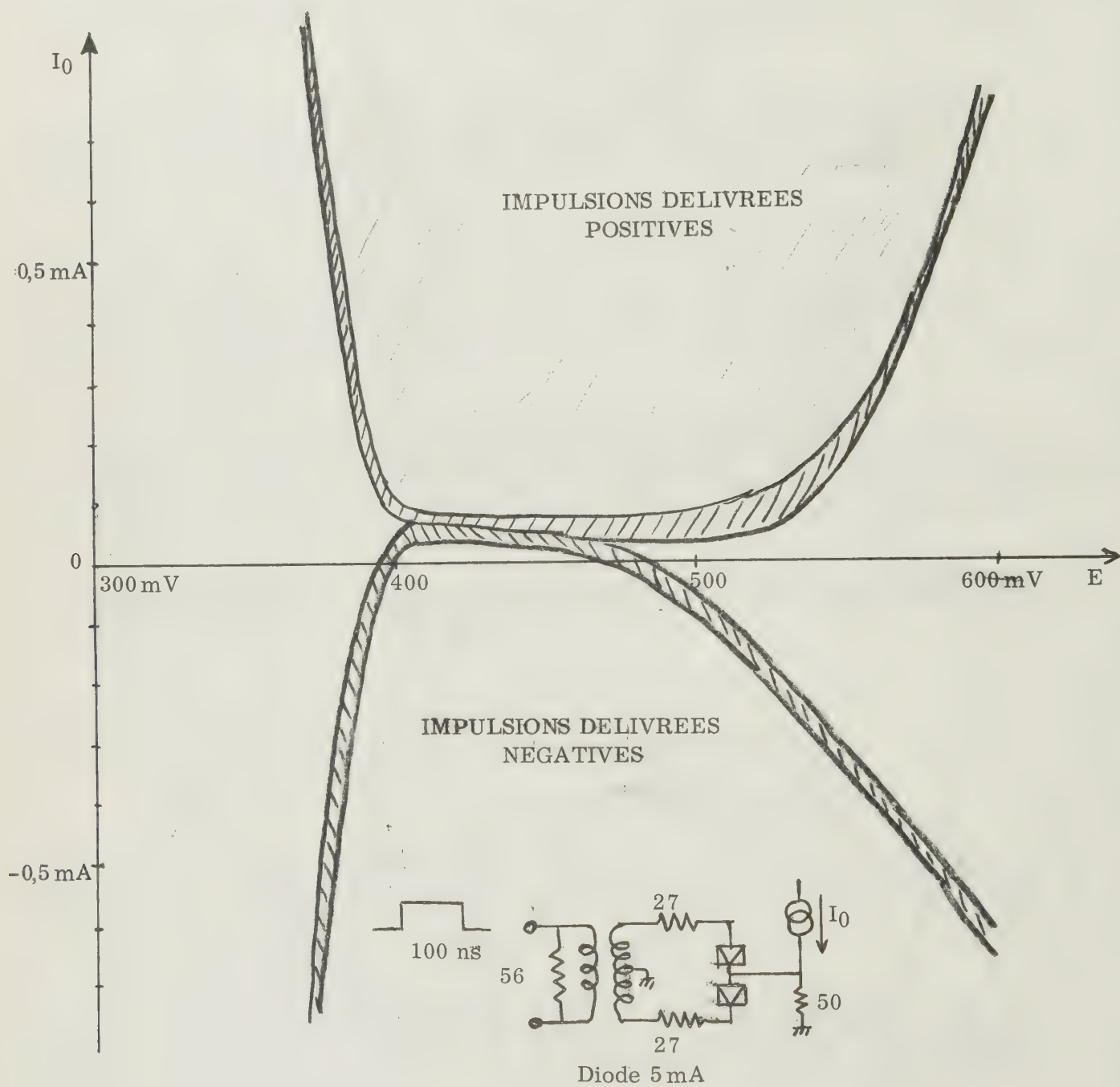


Fig. V-10

Si la tension diminue encore, nous nous retrouvons dans un cas déjà étudié en IV : V_A redevient faiblement positive.

Il en résulte que, lorsque $E(t)$ décroît, l'impulsion délivrée est toujours positive, lorsque le courant I_0 arrive en A.

Si l'on inverse I_0 , on montre de la même façon que DT_1 change d'état la première et que l'impulsion est toujours négative, lorsque I_0 part de A.

Dans ce mécanisme, c'est le courant de vallée pour la plus faible tension de vallée qui intervient. Or nous savons la très grande difficulté d'obtenir deux diodes jumelles pour leur vallée. C'est pourquoi nous n'utiliserons pas la production d'impulsions en faisant décroître $E(t)$, à partir d'une tension continue de E polarisant les diodes dans l'état haut, au repos.

Ainsi, dans toute la suite de cette étude traitant du montage de Goto en tant que régénérateur d'impulsions, la tension continue E sera toujours nulle, et nous utiliserons le secondaire d'un transformateur à point milieu connecté à la masse ou à tout autre potentiel de référence imposé à A, pour obtenir les deux sources de tension $E(t)$, le primaire étant attaqué par des impulsions de la même polarité.

Suivant le sens de l'enroulement du primaire par rapport au secondaire, seules les impulsions ou positives ou négatives peuvent polariser correctement les diodes tunnel, alors que les impulsions de polarité contraire, polarisant ces diodes dans le sens inverse, les laissent dans leur état bas, donc ne délivrent en A aucune tension.

Les transformateurs que nous utiliserons par la suite seront de dimension réduite pour éviter les couplages capacitifs et inductifs entre les circuits primaire et secondaire. Le bobinage sera bifilaire 4/4 spires avec point milieu sur perle 4B, dont la ferrite n'écrase pas à la fréquence d'utilisation le temps de montée de l'impulsion transmise.

VI. - Plages de fonctionnement pour les impulsions d'entrée.

De l'étude faite en IV, nous déduisons que le montage de Goto, en tant que régénérateur d'impulsion en A, doit recevoir de impulsions dont le maximum d'amplitude doit être compris entre deux valeurs $E_{\min}$ et $E_{\max}$ déterminées pour une valeur de I_0 et de R_L .

Nous avons traduit graphiquement ce résultat (fig.V-8). Nous le vérifions assez bien expérimentalement (fig.V-10) pour des impulsions d'au moins 100 ns. Si nous diminuons la largeur des impulsions de commande, nous diminuons la plage de fonctionnement en rapprochant $E_{\max}$ de $E_{\min}$. Nous en avons donné la courbe graphique (fig.V-11a) en attaquant par un signal sinusoïdal le transformateur.

Cette plage peut être élargie en prépolarisant les diodes tunnel, c'est-à-dire en polarisant en courant les deux résistances qui sont en série avec elles (fig.V-11b).

Sur la fig.V-8, nous notons aussi une augmentation de cette plage avec une augmentation de la résistance de charge R_L . Sur la fig.V-10, nous voyons qu'il est nécessaire d'avoir un courant de contrôle I_0 d'au moins $\frac{I_p}{20}$ pour contrôler toujours la polarité des impulsions.

VII. - Temps d'établissement du courant I_0 .

Les selfs du transformateur s'opposant à l'établissement du courant I_0 de contrôle introduisent un retard dans l'établissement de ce courant.

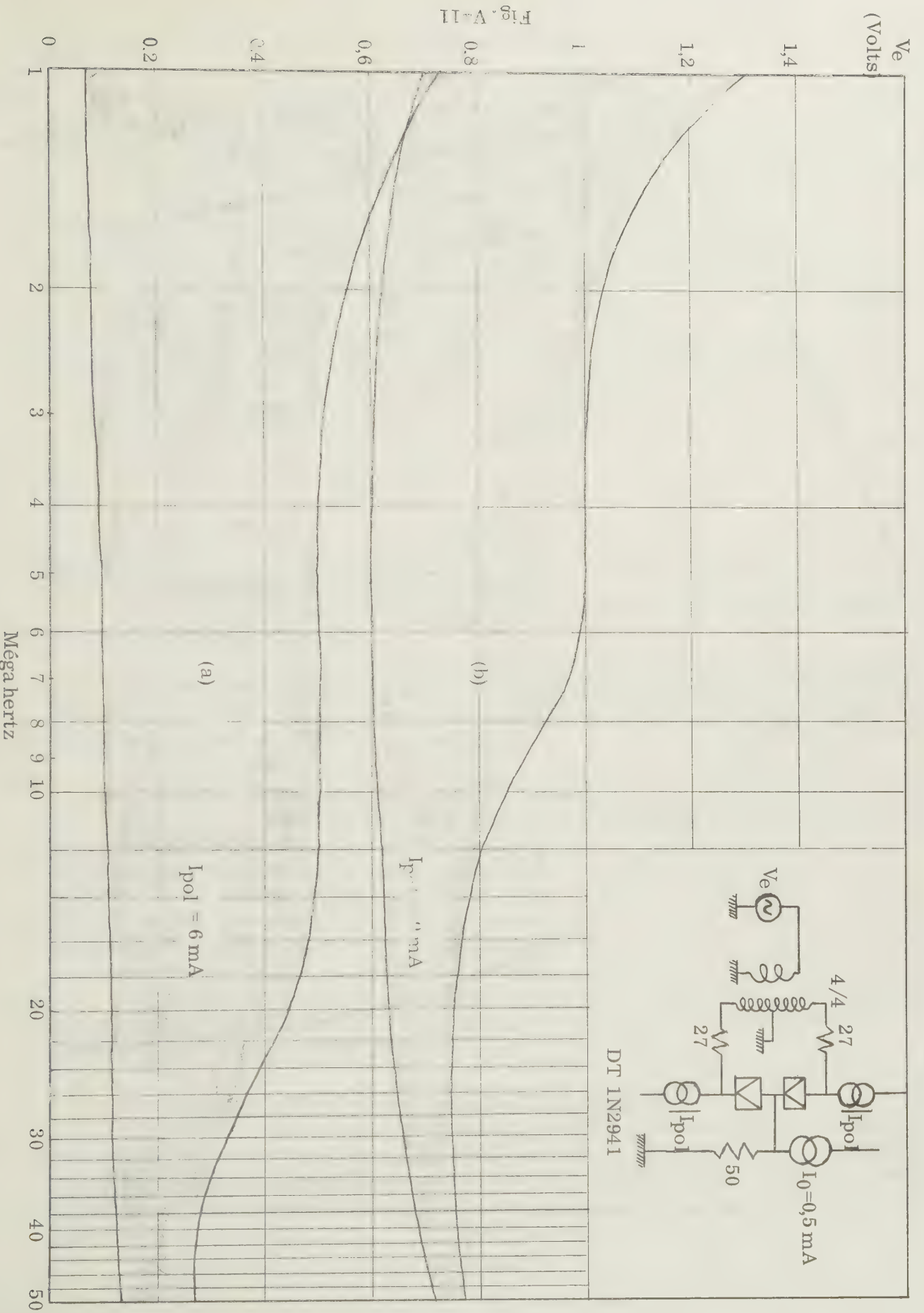
La self ramenée, pour les meilleurs transformateurs que nous avons réalisés (enroulement bifilaire 4/4 spires sur perle 4B), provoquait un retard de 1 à 2 ns. Or, dans nos applications, le "générateur de courant I_0 " a une impédance interne d'au moins 1 K Ω . Il en résulte que la constante de temps d'établissement de ce courant $\frac{L}{R}$ est de l'ordre de la nanoseconde, de sorte que le courant de contrôle est établi au bout d'un temps de 2 à 3 ns.

C'est ce que l'on retrouve expérimentalement en décalant l'impulsion de commande par rapport à l'échelon de courant I_0 .

VIII. - Etude de l'impulsion délivrée.

a) Forme de l'impulsion.

De l'étude graphique de la fig.V-3b, nous pouvons déduire, pour I_0 et R_L donnés, les valeurs de V_A pour les différentes valeurs de E . D'où la construction de la courbe $V_A = f(t)$, si l'on connaît l'impulsion d'entrée $E = f(t)$.



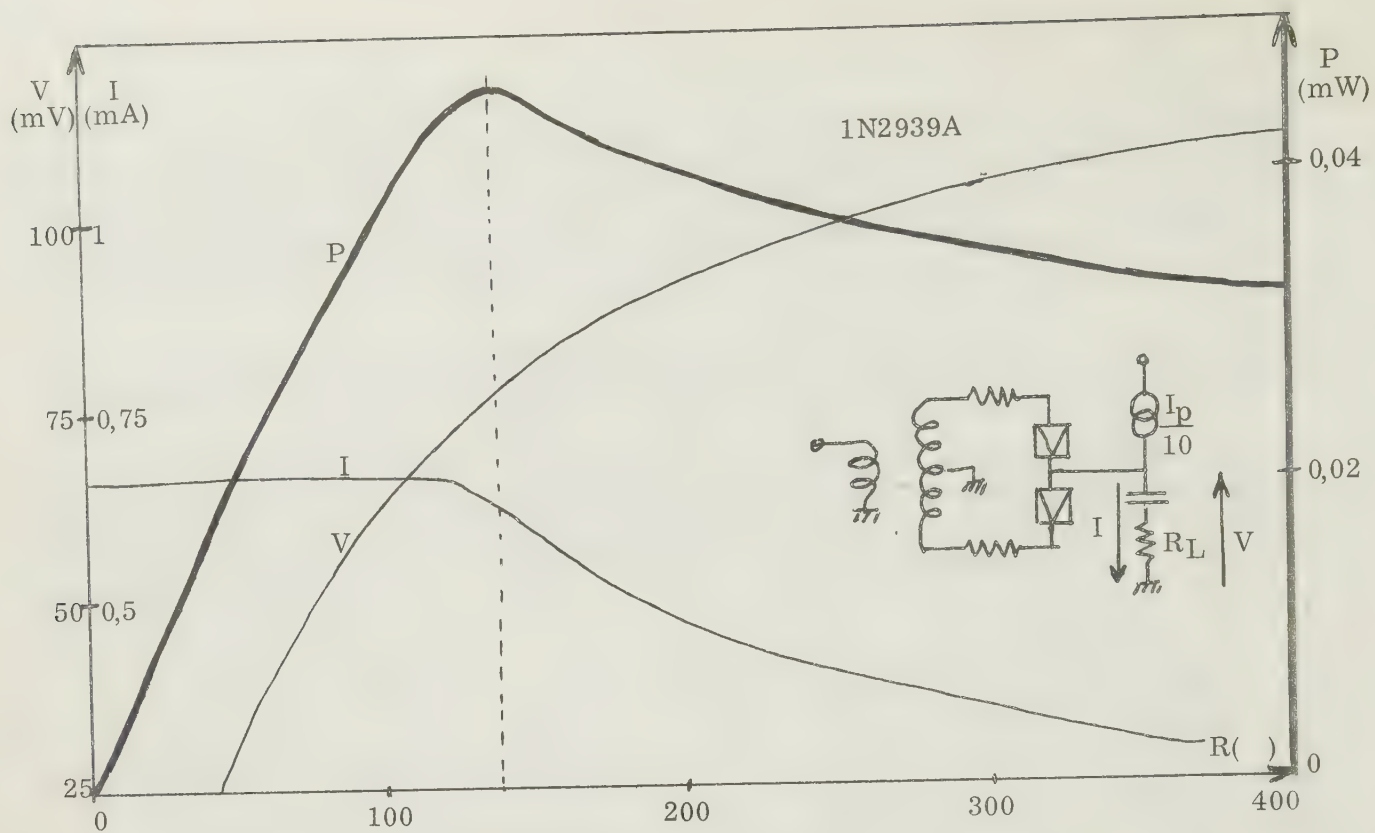


Fig. V-12

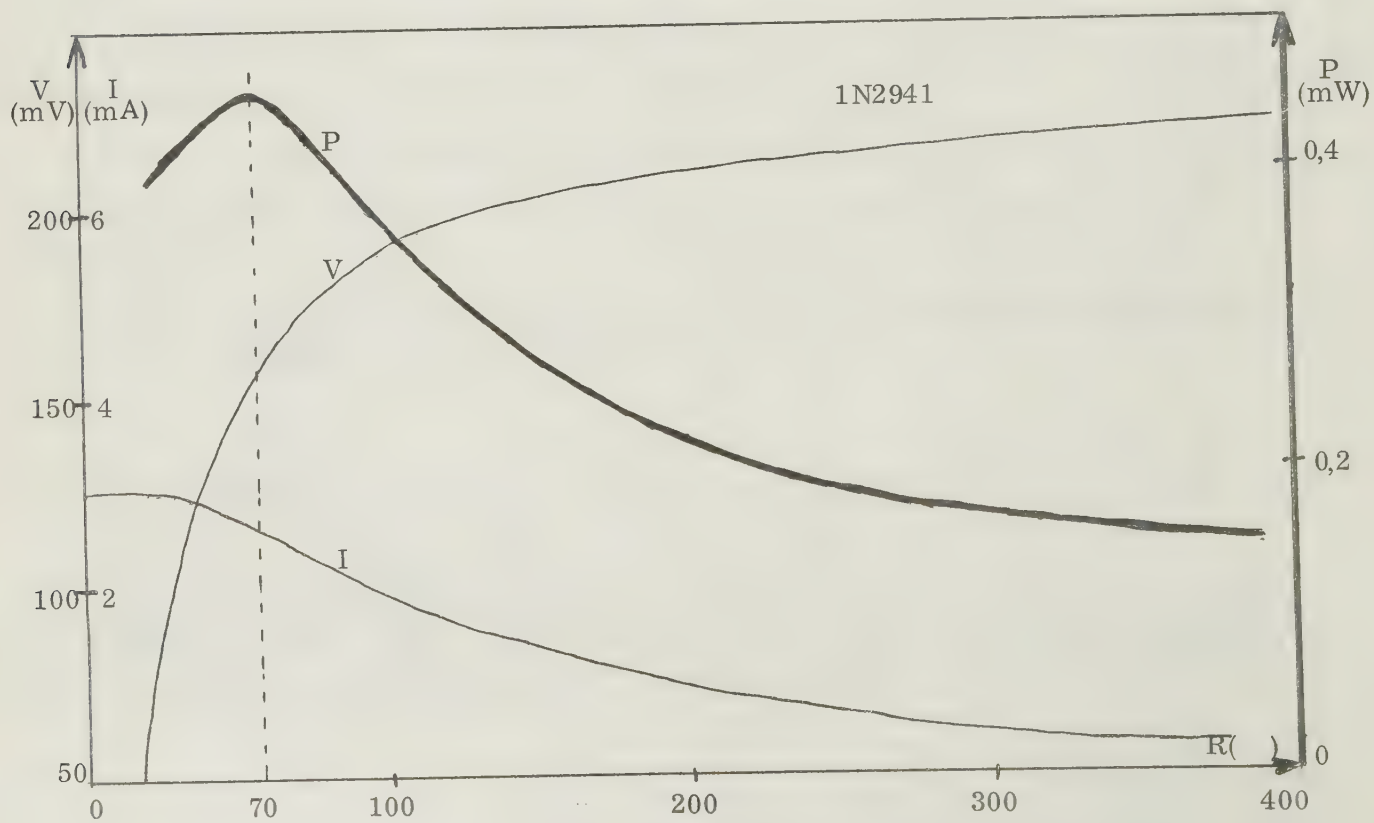


Fig. V-13

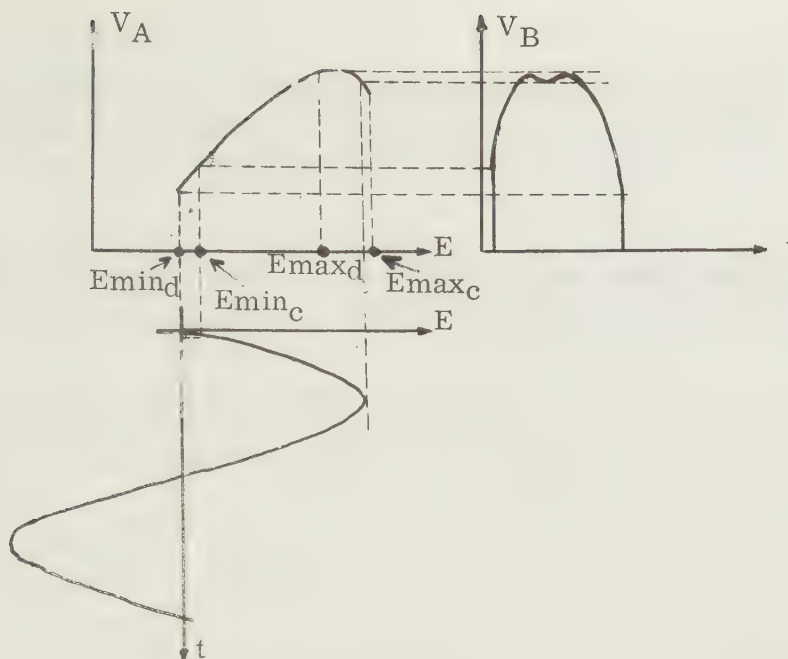


Fig. V-14

b) Amplitude maximum de l'impulsion.

L'amplitude maximum de l'impulsion de sortie est déterminée par la résistance de charge R_L .

Nous l'avons représentée sur les fig. V-12 et 13, ainsi que l'intensité traversant R_L à cet instant et la puissance instantanée à ce moment, en fonction de R_L , pour des diodes de 1 mA et 5 mA de courant pic.

c) Puissance délivrée.

Du point de vue énergétique, l'impulsion délivrée est équivalente à une impulsion rectangulaire d'amplitude égale à son amplitude maximum et de largeur égale à son épaisseur à mi-hauteur. Cette impulsion a pour durée θ et pour puissance P , valeur représentée sur les courbes des fig. V-12 et 13. P est maximum

- pour $R_{L0} = 140 \Omega$ avec des diodes 1N2939,
 - pour $R_{L0} = 70 \Omega$ avec des diodes 1N2941,
- de la General Electric ; elle est 10 fois plus élevée avec les diodes 5 mA qu'avec celles de 1 mA.



d) Compatibilité avec les impératifs d'utilisation.

Les circuits de comptage, que nous étudierons par la suite, nous imposent un courant impulsionnel I_0 d'attaque tel que $I_{\min} < I_0 < I_{\max}$ et aussi une résistance minimum $(R_L)_{\min}$ pour avoir un fonctionnement correct. Il est donc nécessaire d'avoir une impulsion d'énergie supérieure à $P_{\min} = R_L(I_{\min})^2$.

Or les "régénérateurs de Goto" nous fournissent une puissance maximum P_{RL0} . On doit donc avoir $R_L(I_{\min})^2 < P_{RL0}$; ceci ne peut être obtenu avec les diodes 1N 2939 de 1 mA de courant de pic, mais est possible avec les diodes 1N 2941 de 5 mA.

Nous ne chercherons donc pas à introduire d'amplificateurs avec les diodes de 1 mA, ce qui introduirait des pertes de temps dans la transmission des impulsions, et nous n'emploierons pas de diodes de plus fort I_p que 5 mA pour éviter d'avoir à fournir un courant de contrôle I_0 trop élevé.

On a tracé sur la fig. V-13 (diodes 1N2941 de 5 mA) les courbes $P_1 = R_L(I_{\min})^2$ et $P_2 = R_L(I_{\max})^2$; nous déterminons la résistance équivalente R_{L0} d'utilisation avec la double condition : $P_1 < P_e < P_2$.

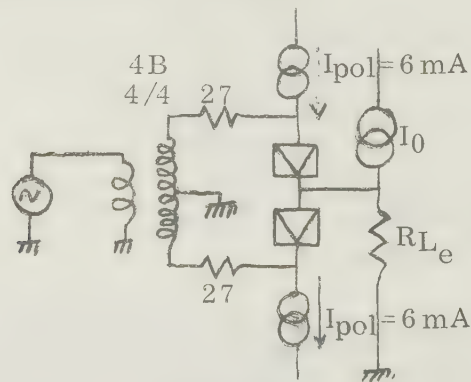
$$\text{Soit : } \underline{R_{L1} < R_{Le} < R_{L2}}$$

VIII. - Conclusions.

Le dispositif de Goto en tant que régénérateur d'impulsions comprendra les éléments suivants :

- un transformateur 4/4 spires sur perle 4B, avec bobinage bifilaire ramenant au primaire une self inférieure à 1 μ H,
- des résistances $r = 27 \Omega$ en série avec des diodes tunnel de courant pic 5 mA, par exemple General Electric 1N2941,
- un courant de contrôle de $\frac{I_p}{20} = 0,25$ mA,
- un courant de polarisation I_{pol} de 6 mA,
- une résistance d'utilisation R_{Le} à déterminer suivant les valeurs de $I_{\min}$ et $I_{\max}$.

Le schéma de la fig. V-15 en résulte :



D. T. 1N2941A

Fig. V-15

Les impulsions de commande ont une amplitude maximum comprise entre deux valeurs qui sont de plus en plus proches au fur et à mesure que la fréquence augmente (fig. V-11). Par exemple, pour 150 MHz, on a : $\frac{E_{\max}}{E_{\min}} = 2 \%$.

Nous placerons donc devant le transformateur un dispositif remettant en forme les impulsions que nous utiliserons ; ce dispositif sera précédé ou non d'un discriminateur d'amplitude.

Signalons ici le dispositif discriminateur et de remise en forme décrit par R. Van Zurk (33).

B.- LE MONTAGE DE GOTO EN TANT QU'ELEMENT BISTABLE : LA GOTO-PAIRE

Dans le montage de Goto de la fig. V-1, nous supposons $E(t) = E_0$ constant.

Nous allons donner tout d'abord les conditions pour que cet élément soit bistable, lorsqu'il est chargé par R_L .

Sur la fig. V-8, pour R_L donné tel que $R_L > R_{L0}$ (R_{L0} étant une valeur de R_L arbitraire mais non nulle), nous voyons que l'une des diodes est seule dans l'état haut, ceci quelque soit I_0 , si E_0 est compris entre deux valeurs $E_{\min}$ et $E_{\max}$ définies pour $I_0 = 0$ et $R_L = R_{L0}$.

Donc la Goto-paire se comporte comme un bistable, lorsqu'elle est chargée par une résistance R_L , si $E_{\min} < E_0 < E_{\max}$. Alors, la caractéristique courant-tension de la Goto-paire (fig. V-3), en régime dynamique, est coupée en deux points stables par la droite de charge R_L : dans le cas particulier où $I_0 = 0$, ces deux points correspondent à des tensions opposées.

La caractéristique de la Goto-paire étant parfaitement symétrique, tous les calculs se trouvent considérablement simplifiés.

Elle est particulièrement utile dans les dispositifs à seuil, notamment en commutation, car la caractéristique présente un maximum et un minimum très pointus.

En régime dynamique, suivant la largeur de l'impulsion, nous aurons à effectuer la même correction de dépassement de courant pour le pic et pour la vallée.

Tout est donc simplifié du fait de la symétrie par rapport à un élément bistable formé d'une seule diode tunnel.

Mais il y a un inconvénient dans certaines conditions de fonctionnement : c'est la possibilité d'avoir l'origine comme point stable si $E_1 + E_2$ est voisin de deux fois la tension de la vallée. Nous allons le montrer par un calcul analogue à celui fait par Moser (34).

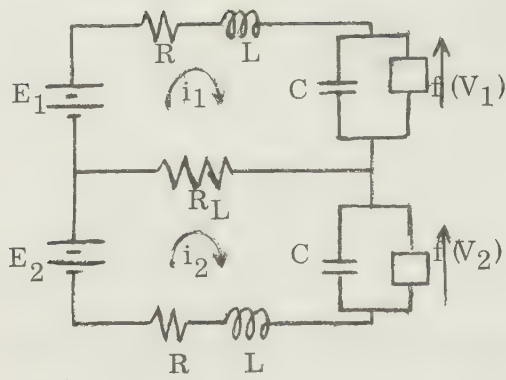


Fig. V-16

Les deux tensions d'alimentation sont E_1 et E_2 .

R , L et C sont la résistance série, la self série et la capacité parallèle des diodes tunnel.

$I = f(V)$ représente la fonction qui caractérise la diode tunnel en statique.

Nous avons donc les quatre équations suivantes, traduisant que la Goto-paire est chargée par la résistance R_L :

$$L \frac{di_1}{dt} = E_1 - Ri_1 - v_1 - R_L(i_1 - i_2) \quad (1)$$

$$L \frac{di_2}{dt} = E_2 - Ri_2 - v_2 - R_L(i_2 - i_1) \quad (2)$$

$$\frac{1}{C} \frac{dv_1}{dt} = i_1 - f(v_1) \quad (3)$$

$$\frac{1}{C} \frac{dv_2}{dt} = i_2 - f(v_2) \quad (4)$$

A l'équilibre, pour un point stable, on a $di_1 = di_2 = dv_1 = dv_2 = 0$. Les équations donnent :

$$i_1 = f(v_1) \quad (5)$$

$$i_2 = f(v_2) \quad (6)$$

$$(R + 2R_L)(i_1 - i_2) + E_2 - E_1 - v_2 + v_1 = 0 \quad (7)$$

$$E - Ri_1 - v_1 - R_L(i_1 - i_2) = 0 \quad (8)$$

$$E_1 + E_2 - R(i_1 + i_2) - v_1 - v_2 = 0 \quad (9)$$

Supposons l'une des diodes tunnel dans l'état haut et examinons s'il est possible que l'origine soit un point stable de fonctionnement.

Nous avons par hypothèse :

$$\begin{aligned} R_L(i_1 - i_2) &\neq 0 \\ v_1 &\neq v_2 \end{aligned}$$

Donc : $i_1 \neq i_2$

D'où, d'après (5) et (6) :

$$\begin{aligned} f(v_1) &\neq f(v_2) \\ v_1 &\neq v_2 \end{aligned}$$

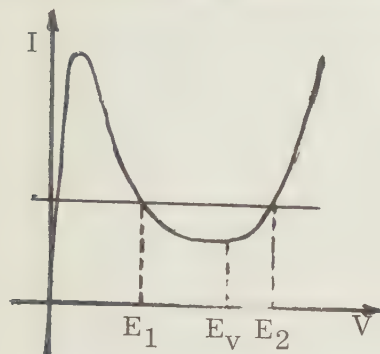
Or, d'après (7) :

$$v_2 - v_1 \neq E_2 - E_1$$

De sorte que :

1°) Si $E_1 = E_2$, on a $v_1 \neq E_2 - E_1$, ce qui est contraire à l'hypothèse.

2°) Si $E_1 \neq E_2$, les hypothèses sont remplies et l'origine peut être un point stable.



Comme, d'après l'équation (9) :

$$v_1 + v_2 = E_1 + E_2 - R(i_1 + i_2)$$

et que R est très faible pour une diode tunnel, on a :

$$v_1 + v_2 \neq E_1 + E_2$$

Et puisque : $v_1 - v_2 \neq E_1 - E_2$, il en résulte que :

$v_1 \neq E_1$ et $v_2 \neq E_2$; les tensions E_1 et E_2 sont donc telles que $f(E_1) = f(E_2)$. Lorsque cette condition est remplie, il est possible d'obtenir un état transitoire stable à l'origine, l'une des diodes étant haute, l'autre n'étant pas complètement basculée à sa position basse.

En conclusion, pour éviter ce phénomène, on choisira E_1 et E_2 assez voisins et de toute façon telles que la somme $E_1 + E_2$ soit différente de $2E_v$, ce qui est compatible avec la condition $E_{\min} < E_0 < E_{\max}$.

Nous voulons, d'autre part, que la caractéristique soit un "N" parfait : des fig V-3, nous déduisons que seul le cas où la résistance en série r avec la source est nulle, convient. Nous prendrons donc cette résistance série nulle.

Nous voulons aussi obtenir pour le "N" les plus grands extrema : ceci correspond à $E_1 + E_2 = V_p + V_v = 405 \text{ mV}$, ce qui est compatible avec les conditions précédentes.

$$\text{Donc : } E_1 = E_2 \neq 200 \text{ mV} \quad \text{et} \quad I_{\max} = I_p - I_v \neq 0,8 I_p$$

Le schéma de la Goto-paire que nous utiliserons par la suite, est finalement représenté par les fig. V-17 et 18.

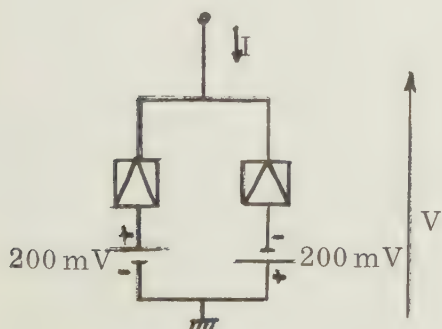


Fig. V-17

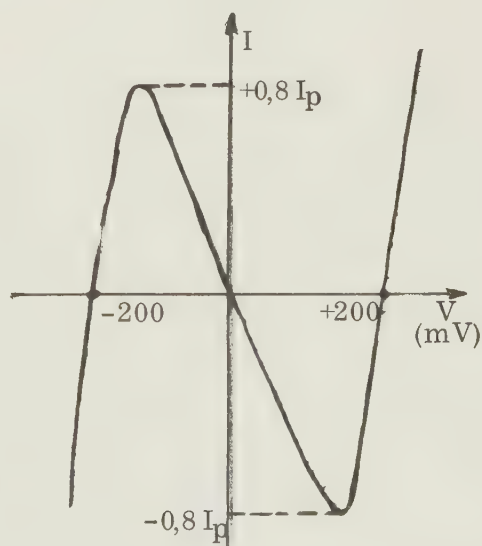


Fig. V-18

CHAPITRE VI.

LA CASCADE

- I. Sa constitution.
- II. Sa caractéristique I,V.
- III. Les points de fonctionnement stables en régime dynamique.
- IV. Son utilisation.
- V. Plages de fonctionnement.

LA CASCADE

I. - Sa constitution.

Une "cascade" à n étages est obtenue en montant en série entre les points A et B, B étant à la masse, n dipôles numérotés $1, 2, \dots, n$ à partir de A.

Le $k^{\text{ième}}$ dipôle, représenté entre les points M et N sur la fig. VI-1, est formé d'une diode tunnel DT_k , d'une résistance parallèle r_k , pouvant être nulle, et d'un générateur de courant i_k , de valeur positive, négative ou nulle.

La caractéristique courant-tension de ce dipôle est la courbe de la fig. VI-2, où I_{pk} et I_{vk} désignent respectivement les courants pic et vallée.

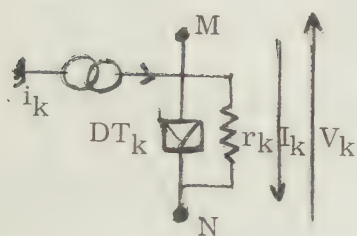


Fig. VI-1

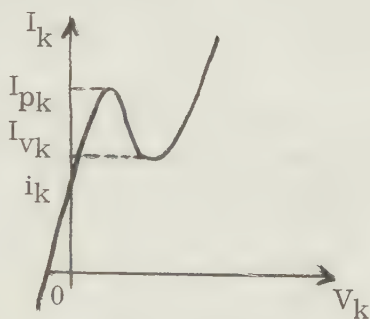


Fig. VI-2

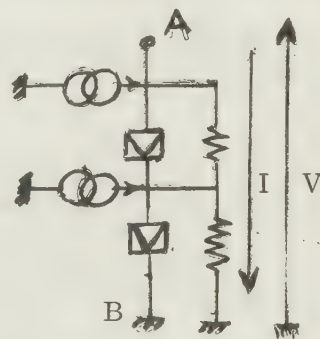


Fig. VI-3

Sur la fig. VI-3, nous avons représenté une cascade de $n = 2$ étages. V et I y sont respectivement la tension aux bornes de la cascade et l'intensité la traversant : $V = \sum V_k$ et $I = I_k$.

Nous allons étudier le comportement d'une cascade à n étages.

II. - Sa caractéristique I, V.

La tension $V = \sum V_k$ étant indépendante de l'ordre des dipôles, nous supposons ceux-ci rangés de façon que $I_{p1} < I_{p2} \dots < I_{pn}$.

Comme, d'autre part, $\sum V_k$ est une fonction continue de I , puisque chaque V_k est une fonction continue de I , la caractéristique courant-tension est une courbe continue.

Cette courbe est donc décrite par un point qui s'y meut toujours dans le même sens.

Pour la construire, nous ferons varier la position de ce point, I et $\sum V_k$ variant tous deux d'une façon continue.

Nous prendrons pour position initiale du point celle qui correspond à $V = 0$ et $I = I_0$.

A. En se plaçant dans le cas d'une cascade à 2 étages, pour simplifier le problème, on a successivement :

1°) Croissance de I de I_0 à I_{p1} (valeur que I ne peut dépasser, sinon le dipôle commute et l'on passe sur la caractéristique I, V d'une branche à une autre sans la décrire de façon continue), V augmentant en restant faible.

2°) Décroissance de I de I_{p1} à I_{v1} , V continuant d'augmenter en restant sensiblement égal à V_1 (tension aux bornes du dipôle 1), le second dipôle étant dans sa partie basse.

3°) Croissance de I de I_{v1} à I_{p2} (valeur qu'il ne peut dépasser, sinon le dipôle 2 commute), V continuant à augmenter en restant sensiblement égal à V_1 .

4°) On a ensuite une décroissance de I , mais deux cas peuvent se présenter (fig. VI-4 et fig. VI-5) :

a) $I_{v2} > I_{v1}$ (fig. VI-4)

I décroissant, V continue d'augmenter et les deux dipôles se trouvent alors dans leur état haut.

b) $I_{v2} < I_{v1}$ (fig. VI-5)

I décroissant et le dipôle 2 ne pouvant passer dans l'état haut, puisque I ne peut atteindre la valeur I_{v2} inférieure au courant de vallée du dipôle 1, V diminue jusqu'à ce que le dipôle 1 soit revenu à l'état bas, permettant ainsi à I de diminuer jusqu'à la valeur I_{v2} . Alors le dipôle 2, resté polarisé dans sa partie à résistance négative, passe à l'état haut ; il y reste, pendant que le dipôle 1 passe lui aussi à l'état haut.

Donc, pour chacun de ces deux cas, nous pouvons dresser le tableau des variations de V en fonction de I . Nous figurons l'état des bistables par les lettres B, H ou I, suivant qu'ils sont bas, haut ou instable (partie à pente négative) ; les indices indiquent de quel dipole il s'agit.

1er cas

$$I_{p1} < I_{p2}$$

$$I_{v1} < I_{v2}$$

Variations de I	I_0	I_{p1}	I_{v1}	I_{p2}	I_{v2}
Etat du dipole 1	B ₁	I ₁	H ₁	H ₁	H ₁
Etat du dipole 2	B ₂	B ₂	B ₂	I ₂	H ₂
Variations de V	0	↗	↗	↗	↗

2e cas

$$I_{p1} < I_{p2}$$

$$I_{v2} < I_{v1}$$

Variations de I	I_0	I_{p1}	I_{v1}	I_{p2}	I_{v1}	I_{p1}	I_{v2}	I_{p1}	I_{v1}
Etat du dipole 1	B ₁	I ₁	H ₁	H ₁	I ₁	B ₁	B ₁	I ₁	H ₁
Etat du dipole 2	B ₂	B ₂	B ₂	I ₂	I ₂	I ₂	H ₂	H ₂	H ₂
Variations de V	0	↗	↗	↗	↗	↘	↘	↘	↗

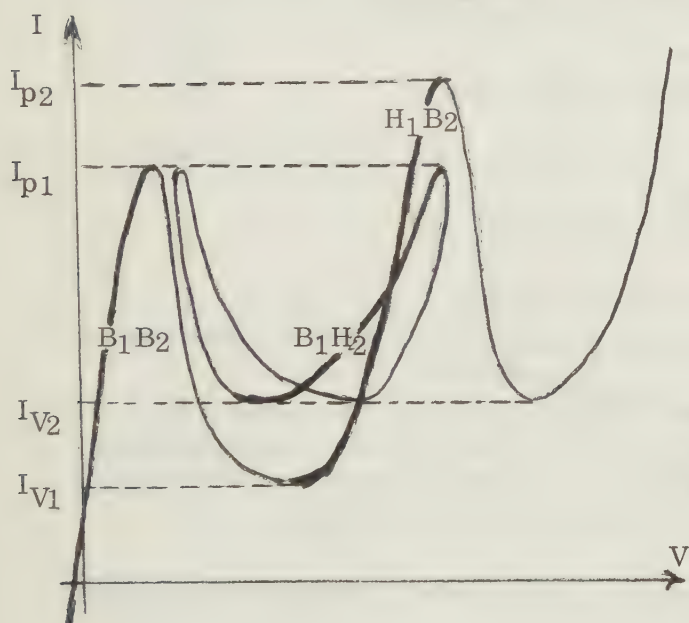


Fig. VI-4

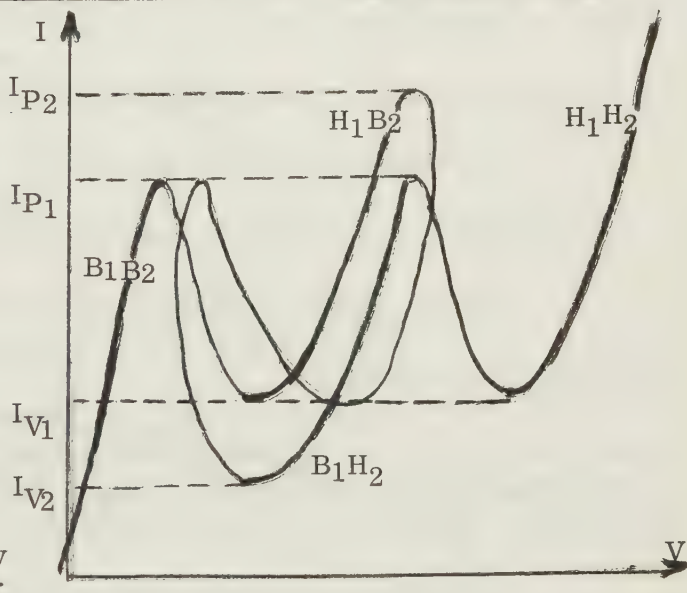


Fig. VI-5

(Nous avons représenté en traits plus appuyés les états stables en statique de la caractéristique globale du dipole).

Lorsque $I_{V2} < I_{p1}$, ce qui est toujours réalisé, la construction graphique nous montre qu'il est possible de combiner ensemble soit deux états bas, soit un état bas et un état haut, soit enfin deux états hauts. Par suite, quatre états stables existent :

1er dipole bas, 2ème dipole bas	(noté B ₁ B ₂)
1er dipole bas, 2ème dipole haut	(noté B ₁ H ₂)
1er dipole haut, 2ème dipole bas	(noté H ₁ B ₂)
1er dipole haut, 2ème dipole haut	(noté H ₁ H ₂)

que nous devons retrouver sur la caractéristique.

Dans le second cas étudié, ces quatre états sont représentés sur la fig. VI-5. Dans le premier cas, il nous manque l'état B₁H₂. Si nous regardons graphiquement ce qui se passe, nous voyons que le point traduisant cet état se déplace sur une courbe fermée, dont l'une des branches donne cet état stable, les autres branches étant associées à des positions instables.

Il en résulte que, dans tous les cas, la caractéristique I,V est une courbe continue, complétée par une boucle fermée sur elle-même, si $I_{V1} < I_{V2}$.

B; Plaçons-nous dans le cas d'une cascade d'ordre supérieur à 2.

Nous supposons $I_{V_k} < I_{p_k}$, ce qui est toujours réalisé expérimentalement.

La caractéristique I,V de la cascade d'ordre n est composée :

1°) d'une courbe continue, sur laquelle apparaissent :

- d'une part, les n bosses correspondant au premier basculement de chacun des n dipoles.
- d'autre part, des bosses supplémentaires, en retours puis en avant, dont le nombre correspond au nombre total de dipôles ramenés respectivement à l'état bas et à l'état haut, ceci chaque fois que le courant de vallée du k^{ième} dipole est inférieur au courant de vallée de l'un des k - 1^{nièmes} premiers dipôles.

2°) de boucles fermées, chaque fois que la construction graphique ne fait pas apparaître de retours en arrière.

Ainsi nous trouvons sur la caractéristique I,V (complète) les 2ⁿ états stables possibles de la cascade. Le nombre 2ⁿ peut s'expliquer de la façon suivante : chaque fois que l'on ajoute un dipole, on multiplie par 2 le nombre des états stables possibles.

Pour 1 dipole : 2 états stables,

B₁ et H₁

Pour 2 dipôles : 2² états stables,

B₁ ↔ B₂ et H₁ ↔ B₂
B₁ ↔ H₂ et H₁ ↔ H₂

Fig. VI-6

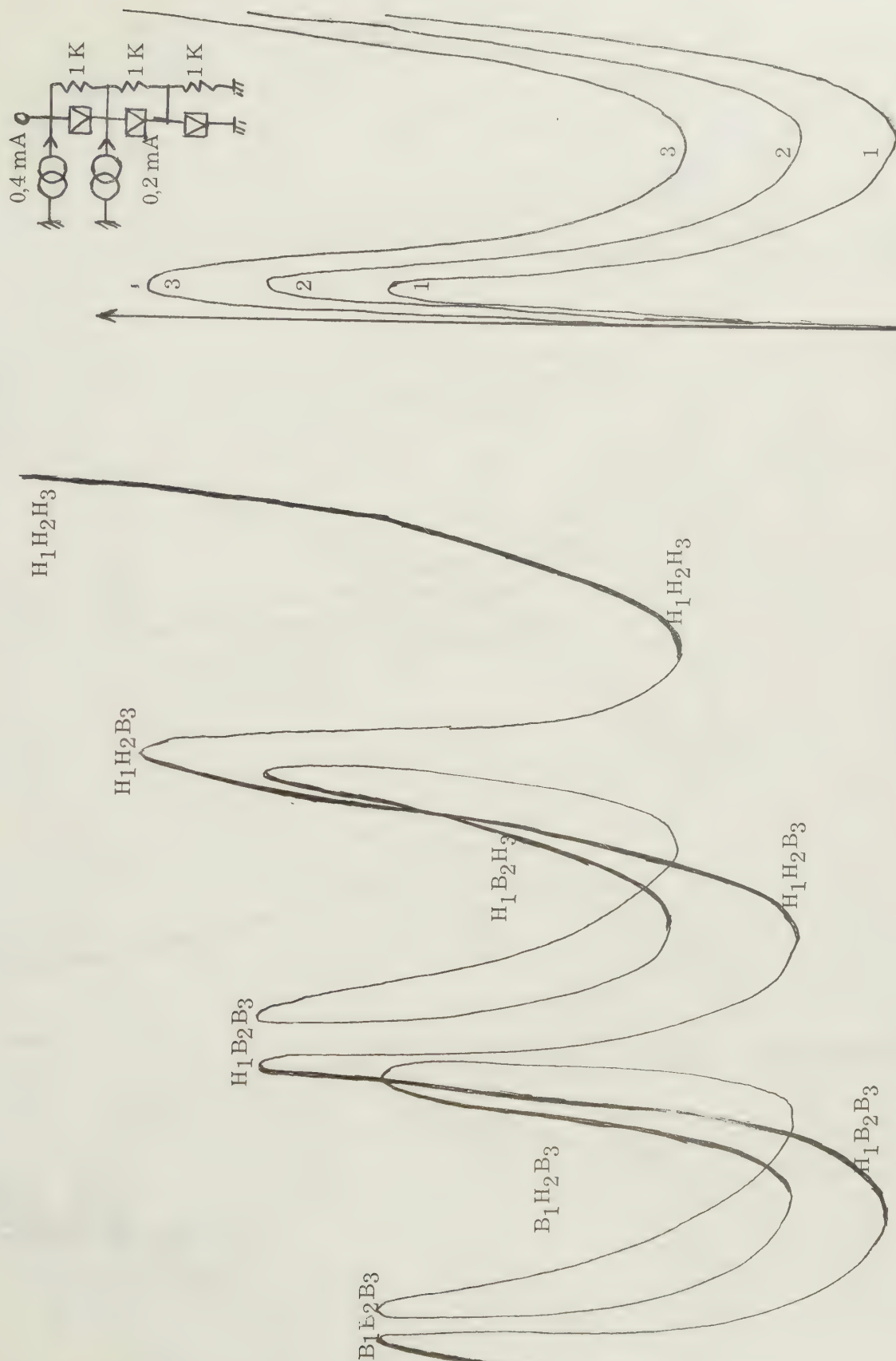


Fig. VI-7

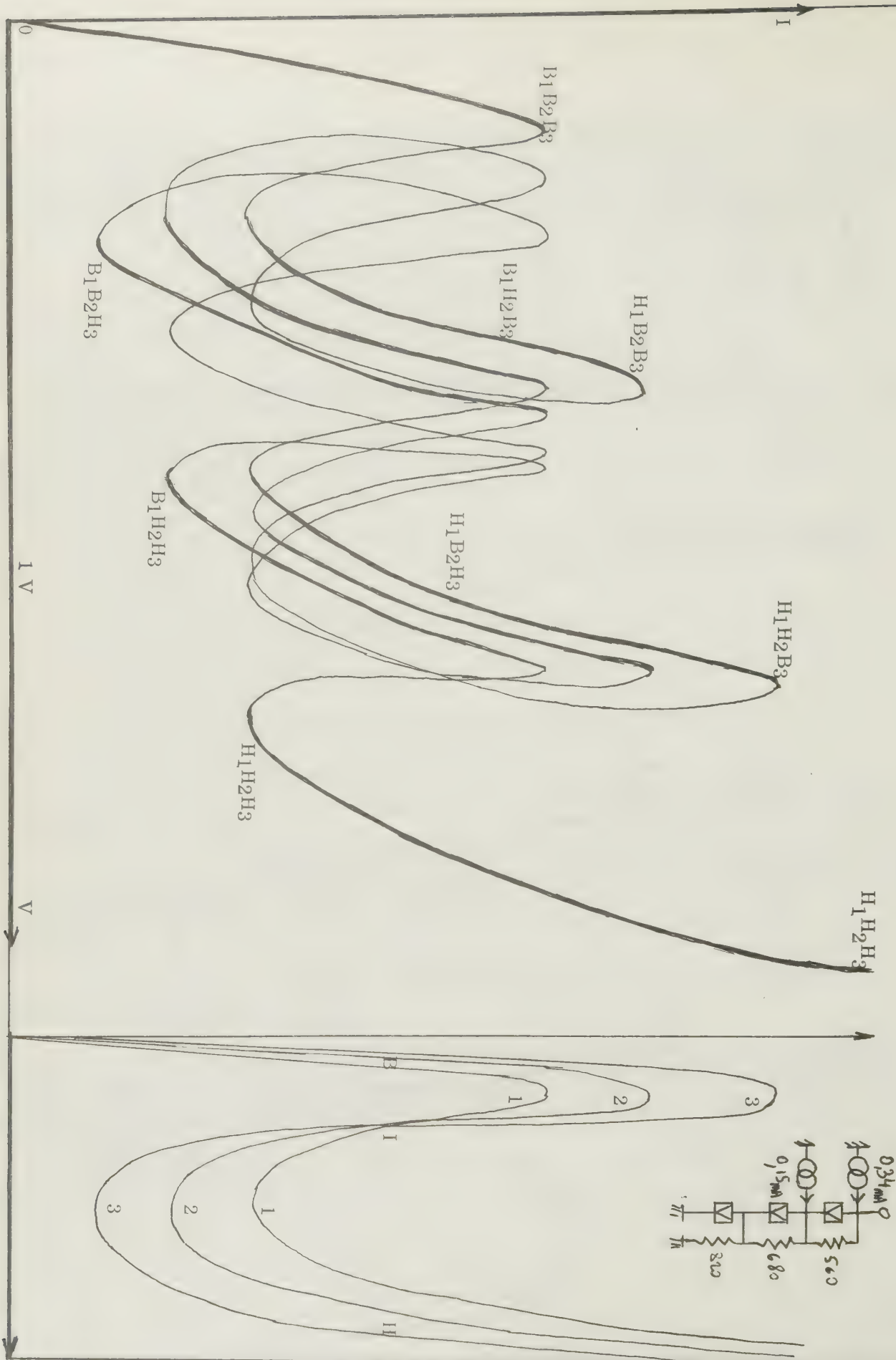
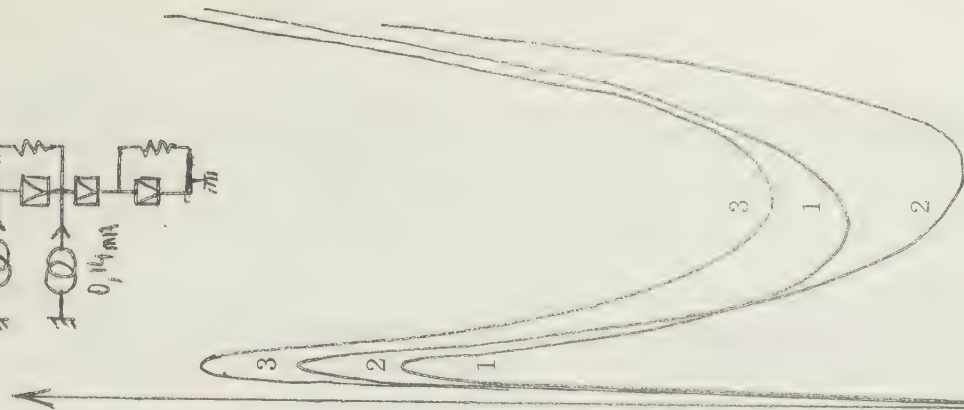
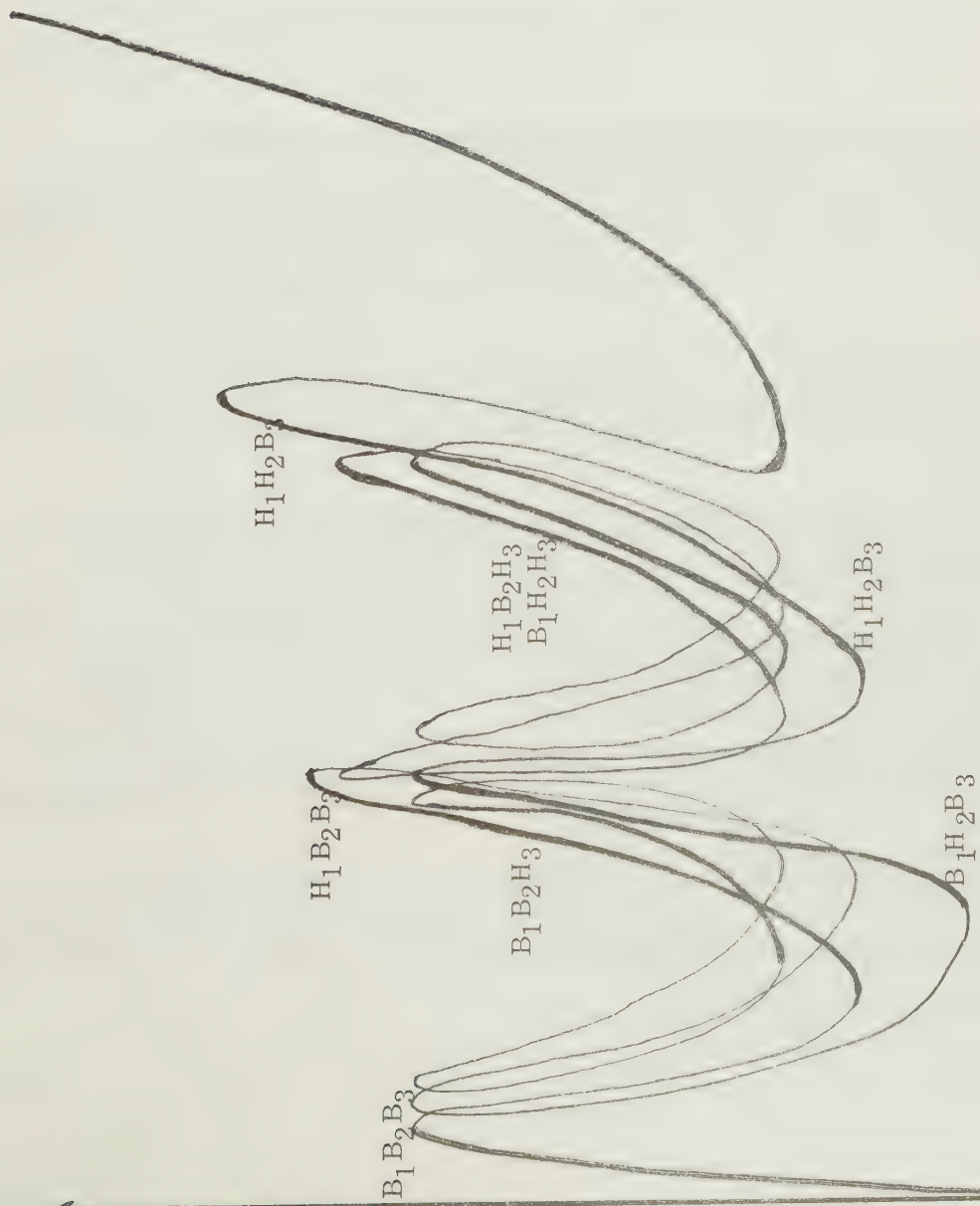
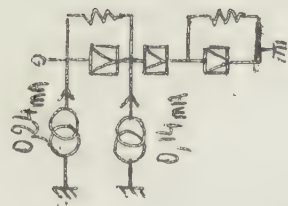


Fig. VI-8



Pour faire changer de position le point de fonctionnement, il faut fournir en A des impulsions d'amplitude suffisante pour produire, dans la cascade, un courant impulsif tel que la droite de charge dynamique ne coupe plus, sur la caractéristique, la bosse de l'état où l'on se trouve, mais la dépasse, provoquant ainsi la commutation d'un bistable.

Ces impulsions sont suffisamment brèves pour ne pas agir sur le nouveau point de fonctionnement, si tôt celui-ci atteint.

A. Plaçons-nous dans le cas où les impulsions sont positives.

Comme une diode tunnel basculée se comporte, en dynamique, comme sa capacité équivalente, parceque $I_{pk} < I_{pk+1}$, l'impulsion, dans sa traversée de la cascade fait basculer le premier dipole non basculé.

Ainsi, à chaque impulsion, un nouveau bistable bascule. Comme il y a n bistables pour une cascade à n étages, nous aurons, en dynamique, $n + 1$ états stables au plus, définis à partir de la position de départ.

Si, ce que nous supposons, tous les bistables sont initialement dans leur position basse, nous avons, compte tenu de l'hypothèse $I_{pk} < I_{pk+1}$, les $n + 1$ états stables définis par la succession naturelle suivante :

-	B_1	B_2	B_3		B_n
-	H_1	B_2	B_3		B_n
-	H_1	H_2	B_3		B_n
-					
-	H_1	H_2	H_3		H_n

B. Plaçons-nous dans le cas où les impulsions sont négatives.

Chaque diode tunnel dans son état bas se comportant toujours comme sa capacité équivalente pour toute impulsion négative appliquée à son anode, parceque $I_{vk} > I_{vk+1}$, l'impulsion, au cours de la traversée de la cascade, amène le **premier** bistable qu'elle trouve en son état haut, à son état bas.

A chaque impulsion nouvelle, un nouveau bistable bascule. Nous avons donc ainsi $n + 1$ états stables déterminés d'après la position initiale.

Si nous supposons que tous les bistables sont initialement dans leur état haut, compte tenu des hypothèses (avec notamment $I_{vk} > I_{vk+1}$), nous obtenons les $n + 1$ états stables suivants définissant la succession naturelle de ces $n + 1$ positions :

- $H_1 \ H_2 \ H_3 \dots H_n$
 - $B_1 \ H_2 \ H_3 \dots H_n$
 - $B_1 \ B_2 \ H_3 \dots H_n$
 -
 - $B_1 \ B_2 \ B_3 \dots B_n$

C. Donc, dans les conditions suivantes d'observation :

- cascade polarisée correctement (choix de R et E)
- largeur d'une impulsion donnée (maximum fixé)
- hauteur d'impulsion fixée (plage de fonctionnement)
- r et C choisis convenablement (r pour obtenir $\mathcal{R}$ faible et C pour que la constante de temps rC freine légèrement les variations de la tension en A), les I_{pk+1} et les I_{pk} étant tels que $I_{pk+1} > I_{pk}$ et $I_{vk+1} < I_{vk}$ et tous les bistables étant bas ou haut en début de cycle, nous pouvons conclure :

1°) qu'à chaque impulsion, un nouveau bistable bascule dans l'ordre 1, 2, 3, ..., n.

2°) que les états cycliques de fonctionnement dynamique sont au nombre de $n + 1$, à la montée ou à la descente. Ce ne sont pas les mêmes pour la montée et la descente, de sorte qu'il y a $2n$ états en tout.

D. Appliquons ces résultats au cas où $n = 3$
 et où l'on a : $I_{v3} < I_{v2} < I_{v1} < I_{p1} < I_{p2} < I_{p3}$
 (fig. VI-7).

Nous avons figuré ci-contre par des flèches, en énumérant la suite continue de tous les états par lesquels passeraient ces trois dipôles si la variation de la tension en A était continue, les différentes commutations entraînant un changement du point de fonctionnement.

Ces flèches relient donc dynamiquement, par des commutations ou ruptures de séquence, les états stables en régime statique (entourés pour les différencier des états instables).

Nous ne considérerons plus, par la suite, que les seuls états stables en dynamique, mentionnés plus haut, car on voit qu'ils sont seuls cycliques.

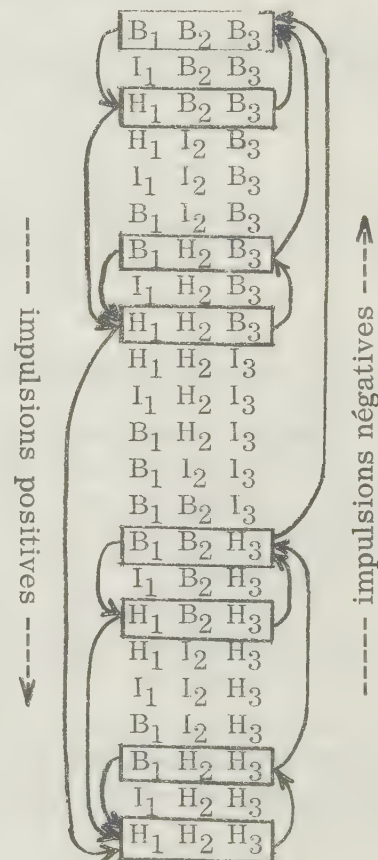


Fig. VI-10

IV. - Son utilisation en régime impulsionnel.

Avec l'empilement de n bistables :

1°) Nous avons obtenu, en dynamique, $n + 1$ états stables, l'état initial étant celui où tous les dipôles sont soit bas soit hauts.

2°) Nous avons vu qu'à toute impulsion un nouveau bistable commute et élève ou baisse la tension du point A.

3°) Nous avons retrouvé, grâce aux hypothèses faites sur les I_p ou sur les I_v ou sur les deux à la fois, les mêmes configurations successives de dipôles qu'avec les montages en chaîne.

Nous en déduisons trois modes d'utilisation possibles pour une cascade d'ordre n :

a) la cascade est utilisée comme diviseur par n : elle permet de délivrer une impulsion toutes les n impulsions, chaque fois qu'elle est ramenée à son état initial par un dispositif commandé par le basculement du dernier ou $n^{\text{ième}}$ bistable.

b) la cascade produit en A un escalier de tension à n marches : la tension en A augmente d'un échelon chaque fois qu'un bistable commute ; l'escalier est régénéré au bout de n coups par remise de la cascade à l'état initial.

c) la cascade est un registre à $2n$ états utilisé dans le comptage (avec $n = 5$, on a 10 positions). On envoie en A des séries de n impulsions alternativement positives et négatives : la cascade se comporte alors comme une mémoire à $2n$ positions ; Il n'y a pas de remise à l'état initial, mais nous verrons que le décodage est difficile.

Dans ces trois modes de fonctionnement, l'impulsion devant garder une hauteur et une largeur définies, nous nous proposons de déterminer les plages de fonctionnement.

Nous prendrons l'exemple d'une cascade d'ordre 3 et nous généraliserons les résultats à une cascade d'ordre n .

V. - Plages de fonctionnement.

A. Cas d'une cascade à 3 étages où les bistables sont disposés comme sur la fig. VI-9, les impulsions étant positives.

La condition $I_{p1} < I_{p2} < I_{p3}$ nous donne les quatre états :
(seuls stables cycliquement en régime dynamique)

$B_1 \ B_2 \ B_3$
 $H_1 \ B_2 \ B_3$
 $H_1 \ H_2 \ B_3$
 $H_1 \ H_2 \ H_3$

Sur la fig. VI-11, nous avons représenté la partie de la caractéristique I, V qui leur correspond et nous avons tracé la droite de polarisation (R résistance en régime statique, E tension de polarisation) ; aux intersections se trouvent les points de fonctionnement $I_1 V_1$, $I_2 V_2$, $I_3 V_3$, $I_4 V_4$.

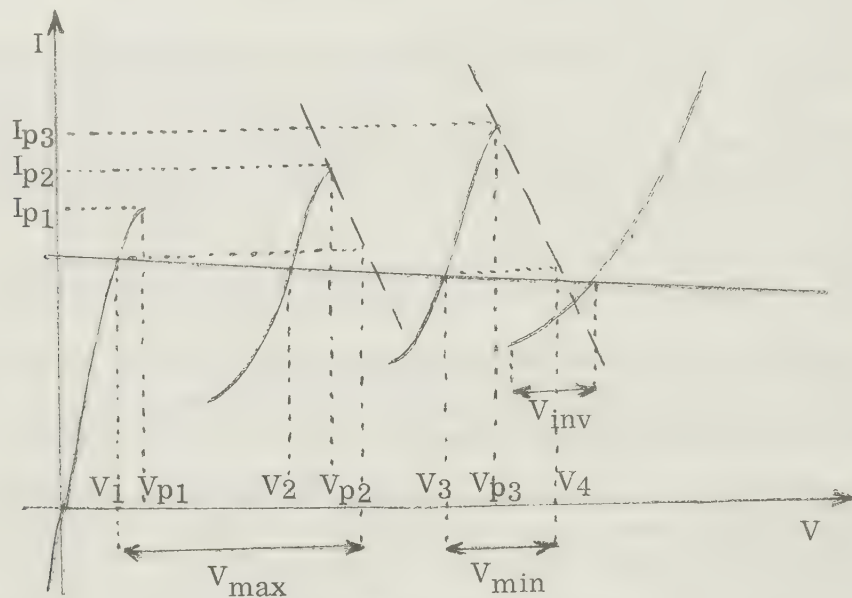


Fig. VI-11

Toute impulsion d'amplitude V_0 appliquée en A (fig. VI-9) décale la droite de charge dynamique de cette quantité V_0 : ainsi le point de fonctionnement reste sur la partie stable de la caractéristique, à l'intersection avec cette droite décalée. Lorsque la droite de charge dynamique dépasse la position de tangente au sommet, un des bistables a commuté.

Nous voyons donc qu'il existe trois tensions limites :

- la première est la tension $V_{\min}$ qu'il faut donner à V_0 pour que le point de fonctionnement dépasse chacun des pics des parties stables.
- la seconde est la tension $V_{\max}$ qu'il ne faut pas dépasser pour V_0 afin que le point de fonctionnement ne dépasse pas le second pic.
- la troisième est le maximum V_{inv} de la tension inverse (partie négative de l'impulsion) afin que le point de fonctionnement ne descende pas en dessous du creux de la vallée.

Sur la fig. VI-11, nous voyons que :

$V_{\min}$ est la tension nécessaire pour élever le point de fonctionnement de V_3 à V_{p3} .

$V_{\max}$ est la tension qui transporte la droite de charge dynamique de V_1 à sa position de tangente pour V_{p2} .

V_{inv} est la tension négative qui transporte la droite de charge dynamique de V_4 à sa position de tangente pour V_{V3} : elle est surtout fonction de la polarisation.

On a donc en première approximation :

$$V_{min} \gg V_{p3} - V_3 + R(I_{p3} - I_3) \quad \text{et} \quad V_{max} \leq V_{p2} - V_1 + R(I_{p2} - I_1)$$

D'où la valeur de V_0 , telle que $V_{min} < V_0 < V_{max}$.

1°) Influence de r :

Nous allons tracer la plage de fonctionnement pour V_0 , en fonction de R . Des inégalités précédentes, nous tirons pour la droite de polarisation choisie (R et E) que V_{min} et V_{max} ont des variations quasi linéaires.

Les graphes de V_{min} et V_{max} en fonction de R se coupent car, pour V_0 assez grand, tous les dipôles basculent et $V_{min} > V_{max}$; donc ils forment un triangle définissant la plage de fonctionnement (fig. VI-12) et il faut prendre R assez faible.

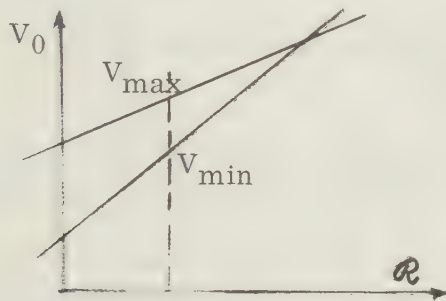


Fig. VI-12

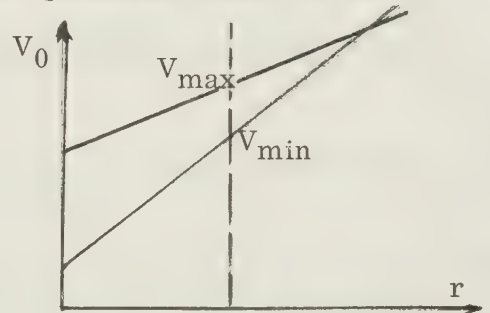


Fig. VI-13

Comme $R \gg r$ et que $R = \frac{rR}{r + R}$, nous aurons $R \approx r$ de sorte que V_0 , en fonction de la résistance d'entrée r , a aussi une plage de fonctionnement triangulaire (fig. VI-13).

2°) Influence de la tension E de polarisation :

Des inégalités précédentes on tire que, si la tension E augmente, V_{min} et V_{max} diminuent tout en gardant la même différence, de sorte que le triangle de fonctionnement (fig. VI-13) se transporte dans le sens d'une diminution des V_0 .

Ceci est normal puisque, si la tension E augmente, la droite de polarisation (fig. VI-11) tend vers la position de tangente au sommet (I_{p1}, V_{p1}) , pour laquelle V_{min} s'annule.

Le rapport $\frac{V_{max} - V_{min}}{V_0}$ est donc d'autant plus grand, pour R donné, que la tension E est grande. Ceci augmente favorablement V_{inv} .

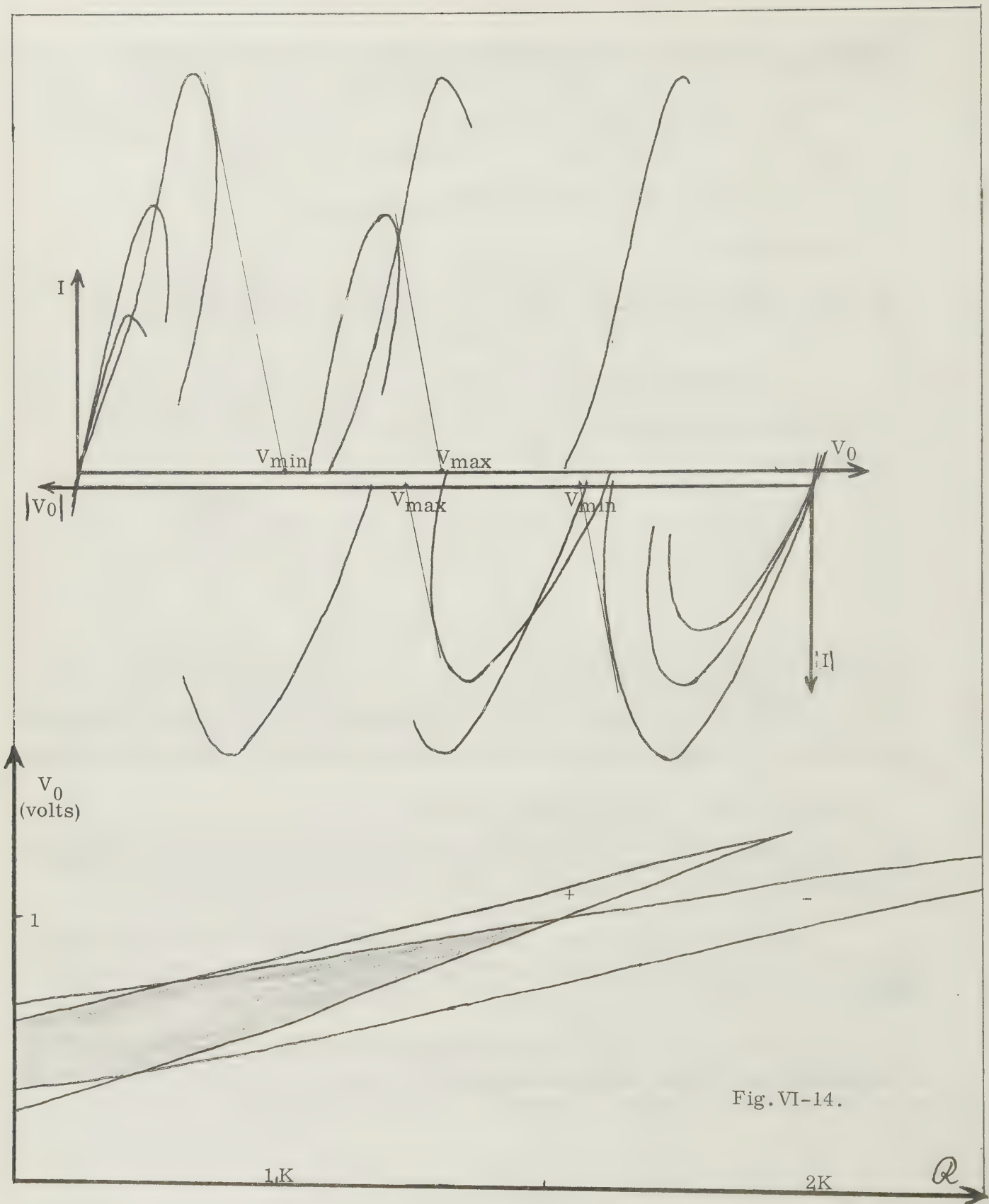


Fig. VI-14.

3°) En conclusion, il faut choisir r faible, et on peut prendre, pour une valeur donnée de R assez élevée, une tension de E assez grande, sans que la droite de charge statique devienne tangente au premier sommet.

B. Cas d'une cascade à 3 étages où les bistables sont disposés comme sur la fig. VI-9, les impulsions étant négatives.

La condition $I_{v1} > I_{v2} > I_{v3}$ nous donne les quatre états :

H_1	H_2	H_3
B_1	H_2	H_3
B_1	B_2	H_3
B_1	B_2	B_3

seuls stables cycliquement en régime dynamique.

On se ramène au cas précédent en effectuant une rotation de 180° autour de la droite de polarisation, c'est-à-dire en inversant l'orientation des axes des intensités et des tensions.

Les mêmes conclusions que précédemment sont alors valables.

C. Cas d'une cascade à 3 étages où $I_{v3} < I_{v2} < I_{v1} < I_{p1} < I_{p2} < I_{p3}$, les impulsions pouvant être soit positives soit négatives.

Nous avons représenté sur la fig. VI-14 les zones de fonctionnement $|V_0| = f(R)$, V_0 étant l'amplitude des impulsions positives ou négatives, de la cascade dont la caractéristique est tracée sur la fig. VI-7. Nous constatons l'existence d'une zone de fonctionnement pour laquelle des impulsions de polarité différente peuvent avoir même amplitude. Mais ces résultats sont loin d'être vérifiés expérimentalement tant la plage de fonctionnement commune est réduite.

D. Cas d'une cascade de n étages.

En faisant jouer le rôle de troisième bistable par le n ème bistable, on retrouve les résultats précédents, mais on constate un rétrécissement de la plage de fonctionnement quand on augmente le nombre des étages. En effet, plus le nombre des bistables est élevé, plus $V_{\min}$ est grand, alors que $V_{\max}$ ne change pas.

Il y a par ailleurs une influence de la largeur d'impulsion, car plus l'impulsion est courte, plus le dépassement en courant doit être élevé. Notons aussi l'existence d'un temps de résolution dû au retard au déclenchement des diodes tunnel lié au dépassement en courant, celui-ci ne pouvant être augmenté au-delà d'une certaine valeur, sinon deux diodes tunnel basculeraient en même temps.

La difficulté principale de l'utilisation de ces circuits vient d'une part de la faible plage de fonctionnement de ces circuits, d'autre part de la difficulté de décoder les informations. Aussi, ils peuvent être utilisés pour diviser par n , bien que les circuits en "chaîne" leurs soient préférables.

CHAPITRE VII.

LA CHAÎNE

- I. Sa sensibilisation.
- II. La chaîne, registre à nombreuses positions.
- III. Influence de la constante de temps $\tau = \frac{L}{R}$.
- IV. Les impulsions d'attaque.
- V. Plage de fonctionnement.

LA CHAÎNE

Nous avons obtenu un registre à nombreuses positions, la "casca-
de", en montant en série n diodes tunnel. Nous pouvons également obtenir un registre
à nombreuses positions, la "chaîne", en montant en parallèle, entre la source de pola-
risation et la masse, n bistables reliés par des liaisons continues (composées de
résistances r et de selfs L), le tout formant une chaîne continue.

Ces bistables sont soit des diodes tunnel (fig. VII-1), soit des Goto-paires
(fig. VII-2).

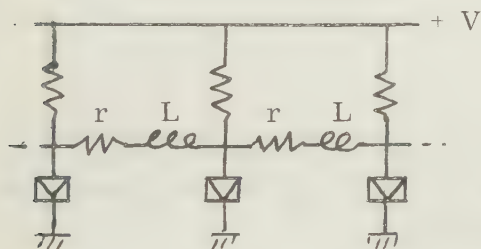


Fig. VII-1

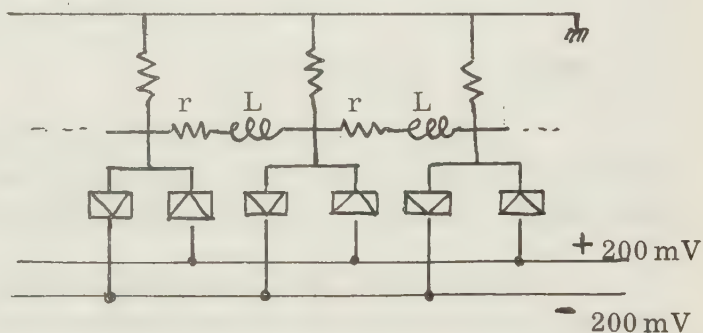


Fig. VII-2

I. - La sensibilisation.

A travers la liaison continue (r, L) reliant deux bistables dont les états
sont haut et bas, il passe un courant i_0 qui tend à amener les deux bistables dans
le même état et qui les rend plus sensibles à toute impulsion de courant. Nous avons
ainsi une sensibilisation mutuelle des deux bistables, dont les points de fonctionnement
passent respectivement de A à A' et de B à B' , A' et B' étant plus proches des extréma
de la caractéristique $I - V$ (fig. VII-3). Donc on fera basculer le bistable avec une impul-
sion d'intensité moindre que s'il n'était pas sensibilisé.

On peut rendre la sensibilisation unidirectionnelle si l'on intercale une diode dans la liaison continue ; la sensibilisation mutuelle ne peut porter que sur deux bistables à la fois.

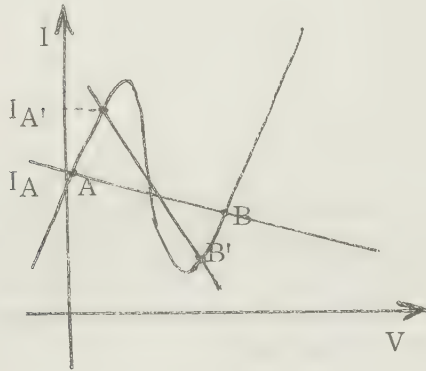


Fig. VII-3

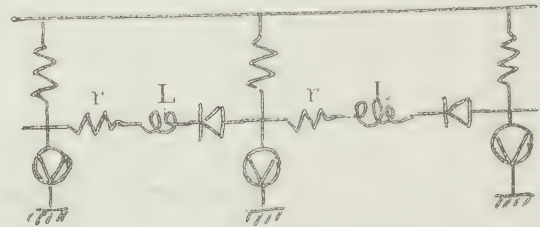


Fig. VII-4

II. - La chaîne : registre à nombreuses positions.

a) Influence de la valeur de r.

Lorsque la résistance r est élevée, le courant de sensibilisation i_0 est faible et chaque bistable peut indifféremment être haut et bas : la chaîne composée de n bistables possède donc $2n$ configurations stables possibles.

Par contre, si r est faible, le courant i_0 peut être élevé ; tous les bistables passent au même état : la chaîne n'a plus que 2 configurations.

Nous choisirons r , dans la suite, de façon qu'un bistable ne puisse rester dans l'état haut si ses deux voisins sont dans l'état bas et vice-versa, c'est-à-dire qu'une surcharge $2i_0$ en intensité produit le basculement d'un bistable non sensibilisé.

b) Etats stables possibles en régime dynamique.

Fournissons à chaque bistable un courant impulsionnel i_1 insuffisant pour le faire basculer s'il est polarisé normalement ($i_1 < I_p - I_A$), mais suffisant pour le faire basculer s'il est sensibilisé :

$$i_0 + i_1 > I_p - I_A, \text{ soit } i_1 > I_p - I_{A'}$$

$$\text{D'où } \underline{I_p - I_{A'} < i_1 < I_p - I_A} \quad (1)$$

Par suite, si, initialement, tous les bistables sont dans le même état, aucun d'eux ne peut basculer, à moins d'être en bout de chaîne et présensibilisé par un choix convenable des points de fonctionnement A'' et B'' :

$$i_1 > I_p - I_{A''} \text{ et } i_0 < I_p - I_{A''}$$

d'où $I_p - i_0 > I_{A''} > I_p - i_1$

c'est-à-dire : $i_0 < I_p - I_{A''} < i_1$ (2)

Ainsi, les inégalités (1) et (2) permettent à l'un des bistables situés en bout de chaîne de basculer le premier, puis de sensibiliser le bistable voisin si bien qu'à l'impulsion suivante celui-ci bascule, et ainsi de suite.

En régime dynamique, nous observons donc l'une des suites naturelles :

a) si tous les bistables sont initialement dans l'état bas :

```

B B B ..... B B
B B B ..... B H
.....
B H H ..... H H
H H H ..... H

```

b) si tous les bistables sont initialement dans l'état haut :

```

H H ..... H H H
H H ..... H B
.....
H B ..... B
B B ..... B

```

On voit que, pour une chaîne de n bistables, en respectant les conditions (1) et (2), nous avons n+1 états stables cycliques en régime dynamique dans chacun des deux cas, soit 2 n états stables en tout.

III.- Influence de la constante de temps $\tau = \frac{L}{R}$

Deux bistables ne se sensibilisent pas instantanément, car la self introduite dans la liaison continue produit, lors de l'établissement du courant i_0 , un retard qui est fonction de la constante de temps .

Cependant une partie I_0 du courant i_0 passe à travers la capacité parasite de

la self (pour les selfs C.L.O. utilisées, I_0 vaut environ $\frac{60}{100} i_0$) et gêne partiellement son action : ainsi le courant de sensibilisation varie au cours du temps conformément à la courbe de la fig. VII-5 ; il n'atteint pratiquement sa valeur i_0 qu'au bout du temps $t \neq 3\tau$.

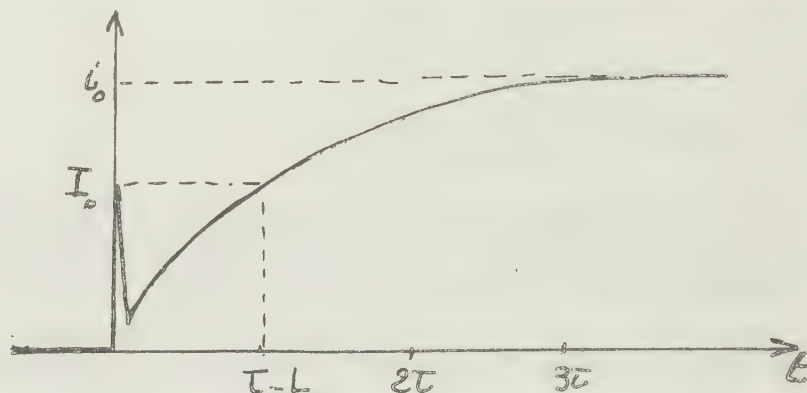


Fig. VII-5

On en déduit les conditions suivantes :

1°) 3τ doit être plus grand que la durée τ_1 des impulsions à compter. En effet, si l'impulsion était plus large que $3\tau_1$, le bistable qui vient d'être sensibilisé par celui qui vient de basculer, basculerait aussi sous l'influence de la même impulsion, ce qui est à rejeter dans les circuits de comptage où l'on veut qu'une impulsion ne fasse basculer qu'un bistable à la fois.

2°) 3τ doit être inférieur à la durée τ_2 séparant deux impulsions consécutives, sinon la nouvelle impulsion ne pourrait agir sur le bistable non encore complètement sensibilisé.

En résumé, on doit avoir :

$$\tau_2 > 3 \frac{L}{r} > \tau_1$$

Nous voyons que la constante $\frac{L}{r}$ est imposée par le type d'impulsions à compter. Donc, r étant déterminée, L l'est aussi.

IV. - Les impulsions d'attaque.

D'après la condition imposée précédemment au courant impulsionnel :

$$I_0 - I_A < i_1 < I_p - I_A$$

on a ΔI par rapport au courant pic défini par

$\Delta I = I_A' + i_1 - I_p$, tel que $0 < \Delta I < I_A' - I_A = i_0$; il en résulte que ΔI est inférieur à i_0 .

Or, pour produire le basculement d'un bistable, plus le dépassement par rapport au courant pic est faible, plus la largeur d'impulsion doit être grande.

Donc, si le dépassement du courant pic est limité supérieurement, pour produire le basculement, il faudra de impulsions d'attaque ayant au moins la largeur nécessaire pour provoquer le basculement d'un bistable sensibilisé. Il en résulte que la largeur minimum de l'impulsion en courant i_1 est d'au moins 2 à 3 ns dans les conditions ci-dessus ; le meilleur temps de résolution de la "chaîne" est de 3 ns. De telles impulsions peuvent être délivrées par le dispositif de Goto, à la fois en largeur et en amplitude.

Dans la suite, la largeur minimum des impulsions ayant été fixée, nous pourrions déterminer la valeur $(i_1)_{\min}$ pour laquelle les bistables sensibilisés basculent, c'est-à-dire tracer la caractéristique tension impulsionnelle - résistance de charge (en supposant chaque bistable attaqué directement), donc déterminer la plage de fonctionnement du dispositif.

V. - Plage de fonctionnement.

Etudions le comportement d'un bistable attaqué sur une résistance R par des impulsions d'amplitude V et de largeur déterminée supérieure à 3 ns.

Si l'on veut se placer dans les conditions d'utilisation de la chaîne, afin de déterminer expérimentalement la plage de fonctionnement de chaque bistable, il faut écraser le temps de montée des impulsions délivrées par le générateur, de façon qu'il soit égal à celui des impulsions délivrées par le dispositif de Goto, en branchant une capacité de faible valeur, 8 à 10 pF, en parallèle sur la source (fig. VII-6).

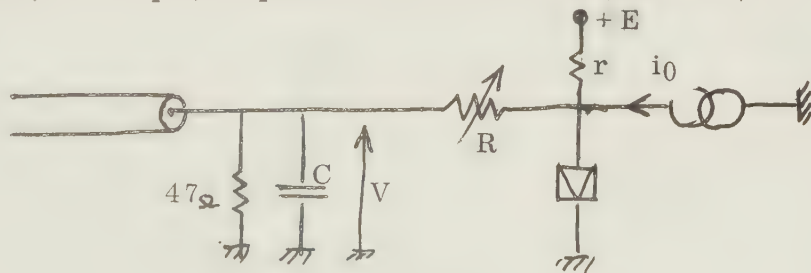
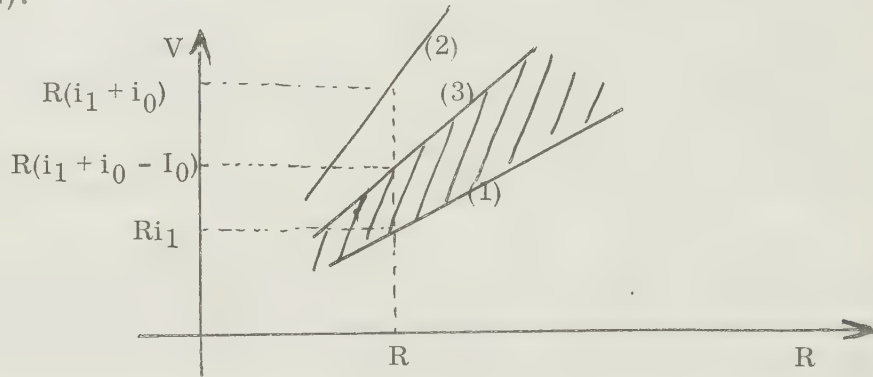


Fig. VII-6

Nous pouvons tracer pour chaque bistable les courbes (1) et (2), (1) donnant l'intensité minimum qu'il faut fournir au bistable sensibilisé pour qu'il bascule et (2) l'intensité maximum à ne pas atteindre si l'on veut éviter que tous les bistables basculent (fig. VII-7).



FigVII-7

Des études faites avec les diverses selfs pour déterminer la partie I_0 du courant i_0 qui passe à travers la capacité parasite (fig. VII-8), nous déduisons la courbe (3), qui nous donne la vraie valeur de l'intensité à ne pas dépasser.

Sur la fig. VII-7, la partie hachurée indique donc la plage de fonctionnement.

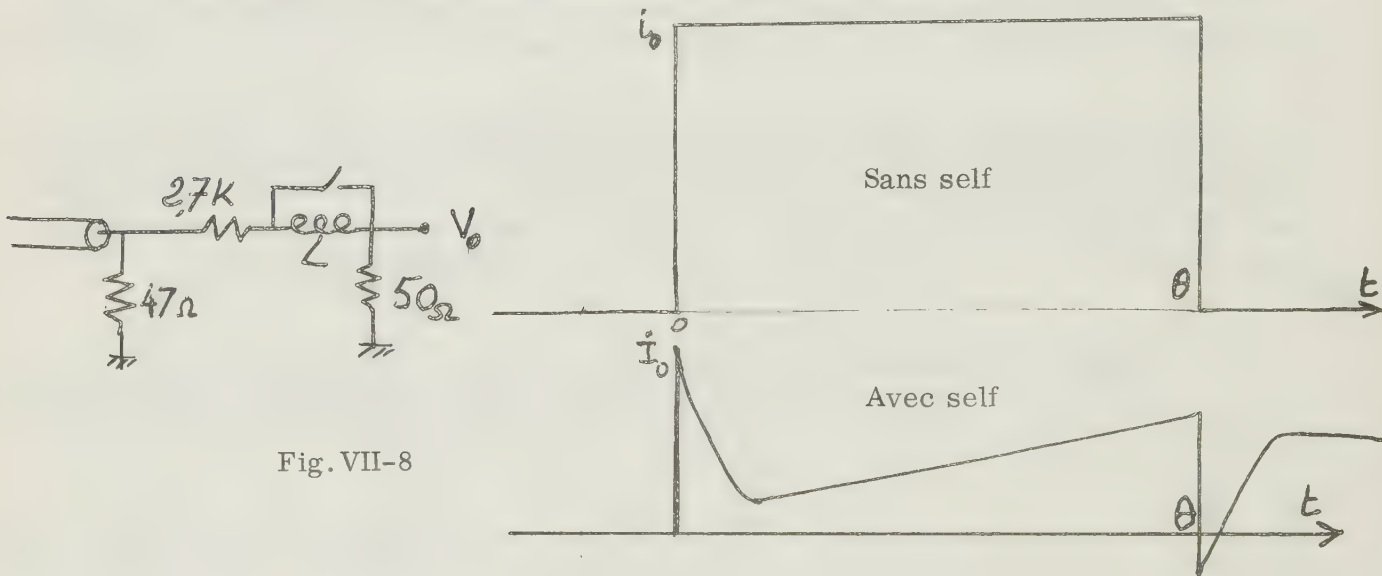


Fig. VII-8

En conclusion, la plage de fonctionnement pour un bistable (partie hachurée entre les droites (1) et (3) de la fig. VII-7) est fonction :

- des valeurs relatives des courants de pic et de vallée par rapport aux points de polarisation au repos.
- de la largeur des impulsions qui nous impose le dépassement en courant pic I_0 , donc

la valeur i_1 nécessaire pour que le bistable puisse basculer.

- de la rapidité du temps de montée de l'impulsion de commande : en effet, plus le temps de montée est rapide, plus le dépassement en courant pic, et par suite i_1 , doivent être importants.

- de la valeur de la capacité parasite de la self donnant I_0 .

Rappelons aussi qu'elle dépend du rapport $\frac{L}{r}$ fixant la largeur maximum des impulsions, puisque, si la durée séparant deux impulsions est réduite au dessous de $3 \frac{L}{r}$, le courant i_0 ne peut être établi, ce qui rétrécit la plage de fonctionnement, en rapprochant les droites (1) et (3) de la fig. VII-7.

CHAPITRE VIII.

LES CIRCUITS DE COMPTAGE

- A. Les circuits comptant suivant les puissances de 2.
 - I. Bascules ayant une attaque tantôt sur l'anode tantôt sur la cathode d'une diode tunnel DT.
 - II. Bascules ayant un "élément de mémoire" agissant sur deux diodes tunnel montées en cascade.
 - III. Bascules avec un dispositif les ramenant à leur état initial après deux impulsions.
- B. Les circuits comptant par n , n étant un nombre entier quelconque.
 - I. Circuits existants.
 - a) Circuits à attaque parallèle.
 - b) Circuits à attaque série.
 - II. Circuits proposés.
 - a) Circuits à attaque parallèle.
 - b) Circuits à attaque série.
 - c) Circuits à attaque mixte.

LES CIRCUITS DE COMPTAGE

Les circuits de comptage à base de diodes tunnel peuvent être utilisés en étage rapide, grâce aux hautes performances permises par l'emploi des diodes tunnel en commutation : ils sont généralement placés immédiatement après les discriminateurs d'amplitude et les circuits de remise en forme des impulsions à compter, avant les dispositifs de comptage lent utilisés habituellement pour leur facilité de décodage et d'affichage.

Ces circuits comportent normalement des registres à 2, 4, 8 ou 16 états stables, lorsqu'ils sont constitués par des bascules montées en série, ou à 10 états stables, lorsqu'ils sont composés de 10 bistables montés soit en chaîne, soit en cascade. Pour les étages lents, ils se comportent donc comme des diviseurs par 2^n ou par 10 des impulsions incidentes.

L'attaque impulsionnelle est dite série lorsqu'un seul des bistables reçoit directement les impulsions incidentes, parallèle si tous les bistables reçoivent directement ces impulsions, mixte dans tous les autres cas.

Nous présentons ci-après quelques types de circuits de comptage à base de diodes tunnel, ainsi que les modifications que nous leur avons apportées dans certains cas. Nous distinguerons deux grandes catégories de circuits : d'une part ceux qui travaillent suivant les puissances de 2 avec des bascules, d'autre part ceux qui travaillent en décimal avec des bistables montés en chaîne ou en cascade. Nous présenterons, dans ce dernier cas, un procédé nouveau qui a fait l'objet d'un brevet d'invention.

A - LES CIRCUITS COMPTANT SUIVANT LES PUISSANCES DE 2.

Nous rappelons ici le fonctionnement de quelques bascules rapides et nous indiquons comment elles ont été montées en série pour compter.

I. - Bascules ayant une attaque tantôt sur l'anode tantôt sur la cathode d'une diode tunnel DT.

a) Fonctionnement de ces bascules.

La diode tunnel DT est polarisée en bistable par la tension V_0 à travers les résistances séries R_1 et R_2 et est attaquée, en E, par des impulsions de même polarité; ces impulsions traversent soit la diode D_1 , soit la résistance R_3 ou la diode D_2 (fig. VIII-1a, 1b et 1c, suivant l'état de la diode tunnel).

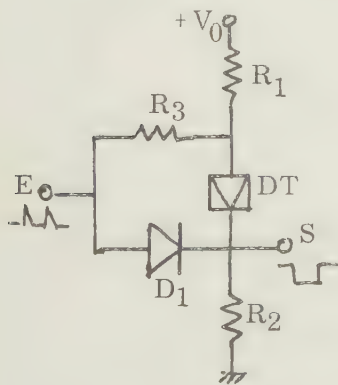


Fig. VIII-1a

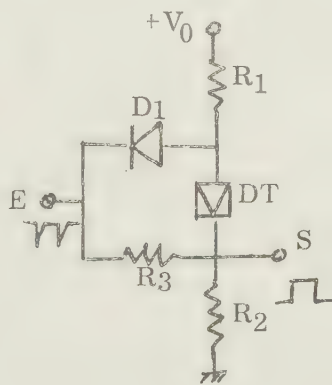


Fig. VIII-1b

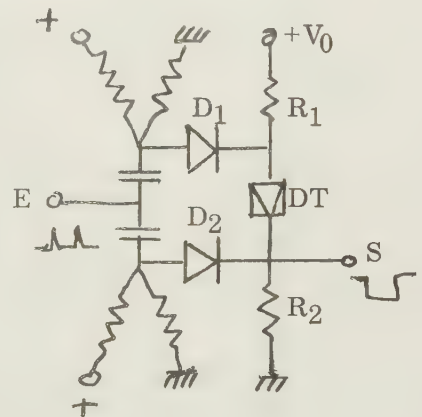


Fig. VIII-1c

Dans la fig. VIII-1a, les impulsions de commande sont positives. Lorsque la diode tunnel est basse, il ne passe aucun courant dans la dérivation R_3 , D_1 ; aussi une impulsion positive passe à travers R_3 et non à travers D_1 non conductrice, et la diode tunnel bascule en son état haut. Il passe alors un courant dans la dérivation R_3 , D_1 , si bien que D_1 devient conductrice et qu'une nouvelle impulsion la traverse, faisant ainsi rebasculer la diode tunnel à son état initial.

Dans la figure VIII-1b, les impulsions de commande sont négatives. On démontre-

rait comme précédemment que l'on a une bascule.

Dans la fig. VIII-1c, les impulsions de commande sont positives et l'attaque a lieu tantôt sur la cathode (D_1 ne conduit pas, D_2 conduit), tantôt sur l'anode (D_1 conduit, D_2 ne conduit pas). Là encore, nous avons une bascule.

b) Circuits de comptage

Ces bascules, décrites par Uzunogler (fig. VIII-1a et 1b) (36)(37)(38) et par Baldinger (fig. VIII-1c) (39), ont été montées en série, avec succès, par Uzunogler (fig. VIII-1d et 1e) qui a obtenu un fonctionnement satisfaisant jusqu'à 12 MHz, étant limitée en fréquence par les moyens de mesure dont il disposait (38). Mentionnons cependant que les diodes ont un retard au déclenchement qui est d'autant plus important que le dépassement en courant pic est plus faible. Ainsi, à une fréquence de 12 MHz, il faut un dépassement de 7 % au minimum ; il faut donc être polarisé très près du pic et de la vallée, vu les faibles tensions dont on dispose.

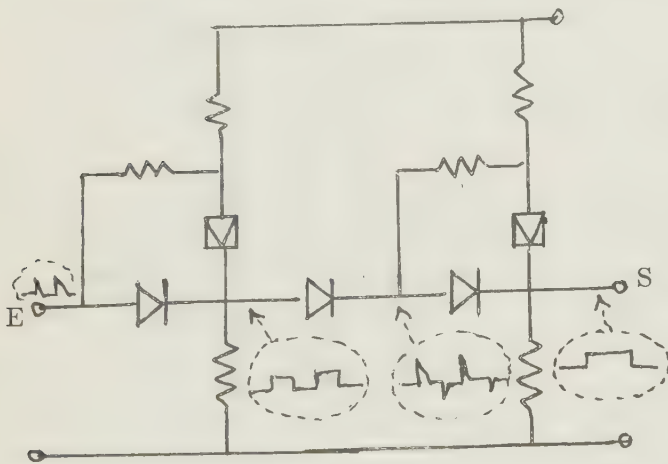


Fig. VIII-1d

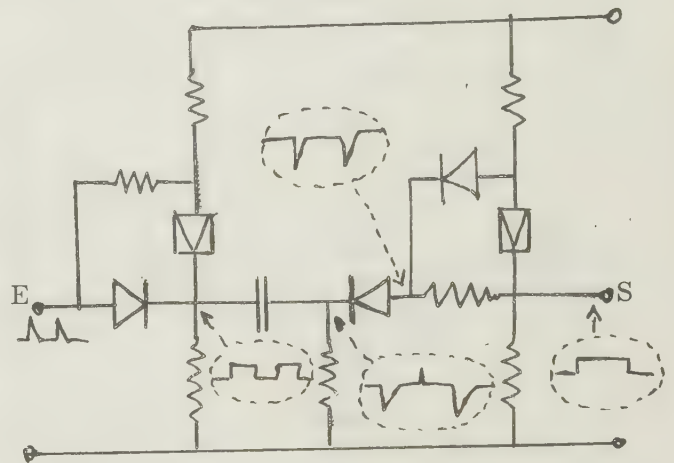


Fig. VIII-1e

II. - Bascules ayant un "élément mémoire" agissant sur deux diodes tunnel montées en cascade.

a) Fonctionnement de ces bascules.

La cascade des deux diodes tunnel DT_1 et DT_2 est polarisée par la tension V_0 à travers la résistance R pour que l'on ait toujours une seule diode tunnel

dans l'état haut, l'autre étant dans l'état bas.

L'élément de mémoire est selfique : L (fig. VIII-2a et 2b), ou L_1 et L_2 (fig. VIII-2c).

Le point F a une polarisation e telle que $e = \frac{V_B + V_H}{2}$, où V_B et V_H sont les tensions aux bornes de DT_2 quand elle est basse et haute, de sorte que le courant $i_0 = \frac{e - V_B}{R} = \frac{V_H - e}{R} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$ et $e = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot V_1$ étant calculés à partir du théorème de Thévenin) a même amplitude, que DT_2 soit en position haute ou en position basse, mais a son sens inversé dans l'un des cas par rapport à l'autre.

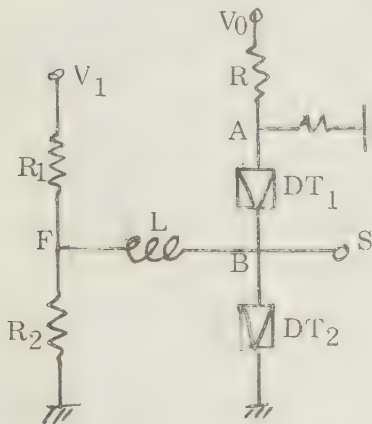


Fig. VIII-2a

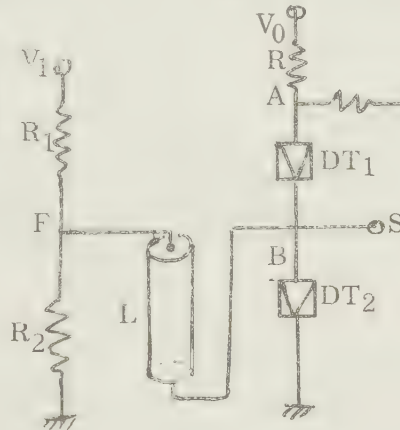


Fig. VIII-2b

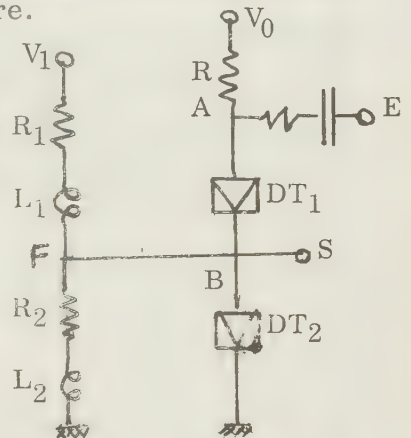


Fig. VIII-2c

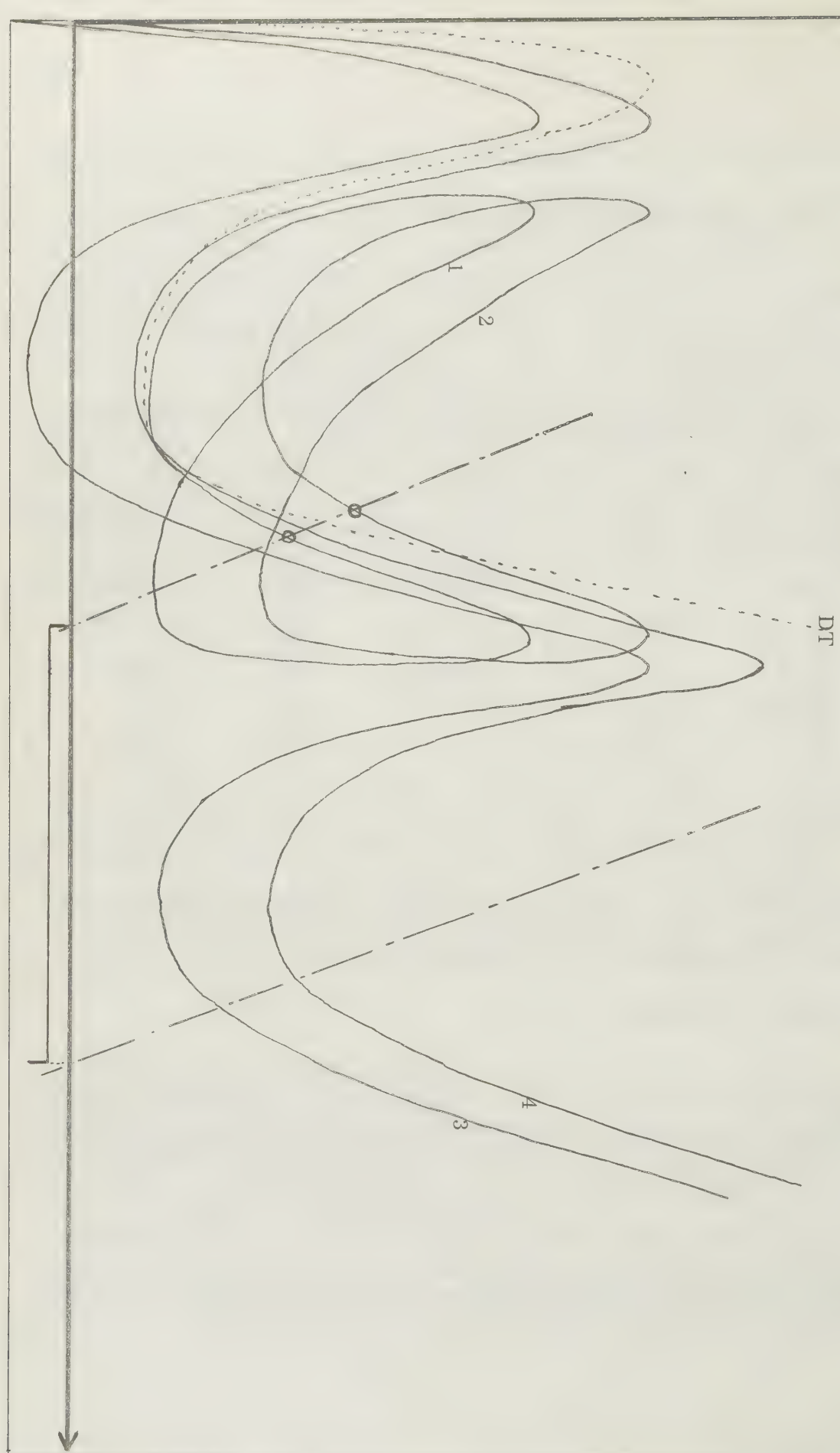
Lorsqu'on envoie une impulsion positive en E, les deux diodes DT_1 et DT_2 passent dans l'état haut, puis changent d'état par rapport à l'état initial ; alors, le courant i_0 s'établit progressivement à sa nouvelle valeur.

Explicitons ce processus :

- Initialement, si DT_1 est en position haute et DT_2 en position basse, la caractéristique globale en A est formée d'un "noeud papillon" (I) et de la courbe continue (III) (fig. VIII-2d) ; si DT_1 est en position basse et DT_2 en position haute, on a le "noeud papillon" (II) et la courbe continue (IV). Dans ces deux cas, le point de fonctionnement au repos est ou sur le "noeud papillon" (I) ou sur le noeud papillon (II).

- Lorsqu'on envoie une impulsion en E, les deux diodes passent en position haute. Le point de fonctionnement passe de (I) en (III) ou de (II) en (IV), si bien que l'impulsion cessant, le point de fonctionnement restant sur la courbe continue, on est soit en (III) soit en (IV) dans l'état stable différent. Mais le courant i_0 commence à s'établir

Fig. VIII-2d



et modifie la caractéristique globale, si bien que progressivement le point de fonctionnement passe de (IV) au noeud papillon (I), ou de (III) au noeud papillon (II). Ainsi la mémoire selfique transforme d'une façon continue la caractéristique globale, de sorte que l'on passe d'une caractéristique continue à un noeud papillon.

Donc : sous l'effet de l'impulsion, on passe soit du noeud papillon (I) à la caractéristique (III), puis, sous l'effet du changement de i_0 , au noeud papillon (II), soit du noeud papillon (II) à la caractéristique (IV), puis, sous l'effet du changement de valeur de i_0 , au noeud papillon (I).

Nous avons ici une très belle vérification de la théorie que nous avons exposée à propos de la cascade sur la formation de boucles, noeuds papillon, etc. . .

Généralement, on présente les bascules précédentes sous une autre forme :

- fig. VIII-2e, présentée par W.F. Chow (40) et par la General Electric (3),
- fig. VIII-2f, présentée par Baldinger (39),
- fig. VIII-2g, présentée par Langlois (41 et 42).

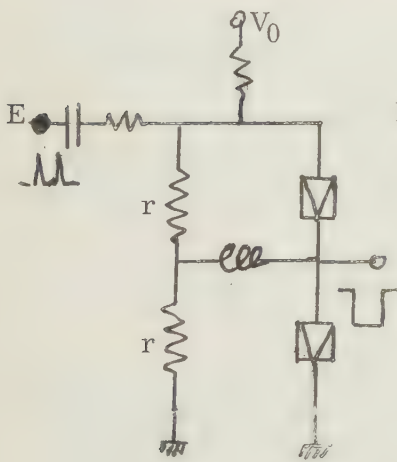


Fig. VIII-2e

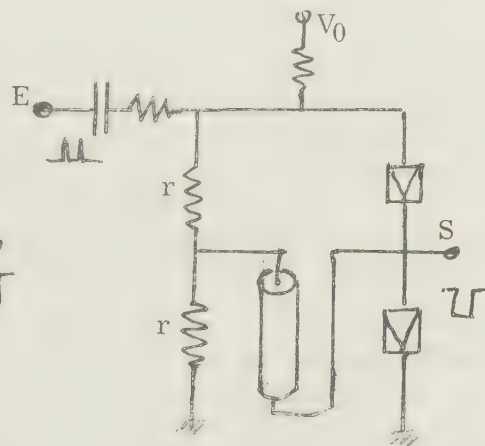


Fig. VIII-2f

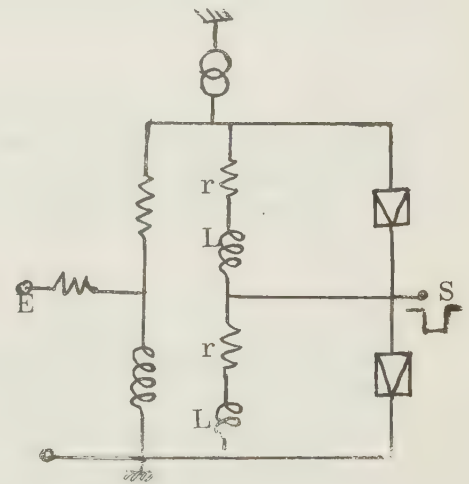


Fig. VIII-2g

b) Circuits de comptage.

Ces bascules ont été montées en série avec succès par Chow (fig. VIII-2h) (3), par Baldinger (39) et par Langlois (fig. VIII-2f) (42). Tous ont observé des formes d'onde parfaitement correctes à 3 MHz.

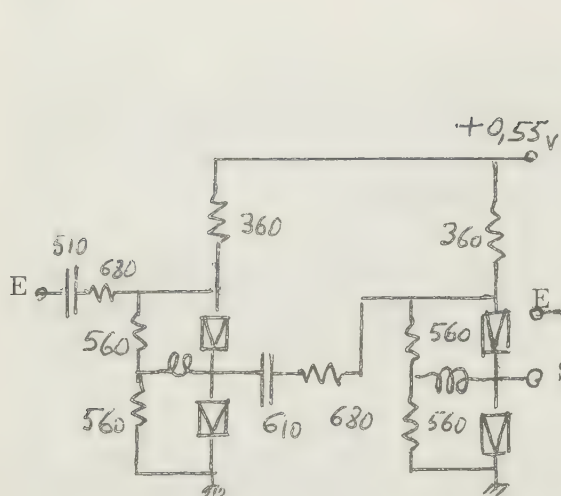


Fig. VIII-2h

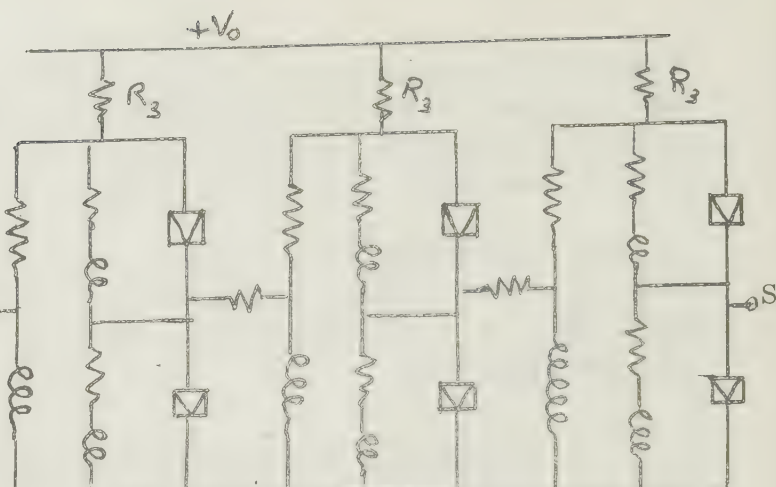


Fig. VIII-2f

III. - Bascules avec un dispositif les ramenant à leur état initial après deux impulsions.

Quand DT_2 a basculé, le transistor ramène DT_1 et DT_2 à leur position basse. Ces bascules peuvent être montées en série très facilement.

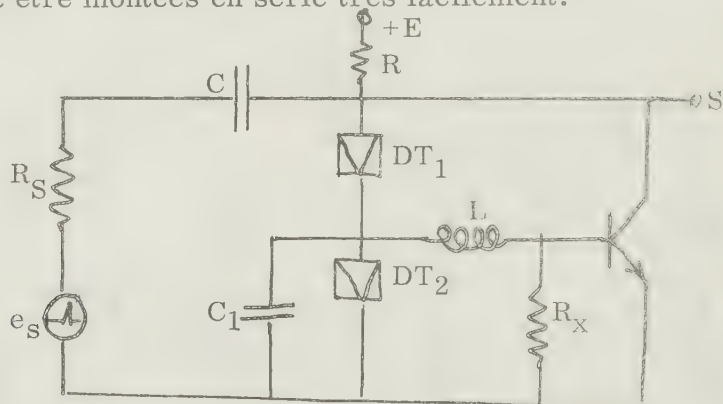


Fig. VIII-3

Le dispositif est un transistor dont la base est connectée à la dernière des diodes tunnel qui doit basculer (fig. VIII-3) (3). J. Veth (43) a amélioré ce montage en ajoutant la résistance R_X . Un tel dispositif avec un transistor à très bonne tenue en fréquence, permet de monter à 100 MHz.

B.- LES CIRCUITS COMPTANT PAR n , n ETANT UN NOMBRE ENTIER QUELCONQUE.

Dans ces circuits, le registre possède, en régime dynamique, n configurations stables obtenues par un entassement de n diodes tunnel polarisées en bistable et disposées soit en chaîne soit en cascade, comme nous l'avons vu dans notre étude fondamentale de la chaîne ou de la cascade.

L'étude de ces circuits étant valable pour un nombre quelconque de bistables, nous ne nous placerons expérimentalement que dans le cas du comptage décimal. Nous présenterons les circuits existant dans la littérature et nous montrerons leurs défauts et leurs qualités. Nous proposerons dans certains cas des modifications souhaitables. Nous insisterons surtout sur une conception nouvelle des circuits, conception qui a pour but d'abaisser le temps de résolution par la diminution des temps morts, en évitant les remises à zéro, ce qui fera l'objet d'une étude plus détaillée dans le chapitre X.

I- Circuits existants.

On note, dans tous ces circuits, une remise à l'état initial de toutes les diodes tunnel soit en fin de cycle, soit en cours de cycle, ce qui introduit un temps mort important. On distingue des circuits à attaque parallèle et des circuits à attaque série.

a) Circuits à attaque parallèle.

Les impulsions de même polarité attaquent par les résistances $R_1, \dots, R_n$ toutes les diodes tunnel qui ont une polarisation autonome $r_1, \dots, r_n$. Elles font basculer la seule diode tunnel sensibilisée, à travers les résistances selfiques $s_1, \dots, s_n$, par la diode tunnel qui vient de basculer.

Nous distinguerons deux cas : suivant que la chaîne est ouverte ou fermée.

1°) La chaîne est ouverte (fig. VIII-4a)

A l'une de ses extrémités se trouve un bistable naturellement présensibilisé ou disposant d'une résistance d'attaque $R_1 < R_k$, avec $k = 2$ à n , de façon qu'il bascule toujours le premier. A l'autre extrémité, se trouve un dispositif de remise à zéro, ramenant toutes les diodes à leur état initial (transistor émetteur à la masse, base connectée au dernier bistable, collecteur branché à la résistance de polarisation de

l'ensemble).

Ainsi, on fait basculer successivement toutes les diodes jusqu'à la dernière, puis on ramène toutes les diodes à leur état initial et on recommence le comptage. Beausse en a présenté le principe (44) et décrit un fonctionnement possible.

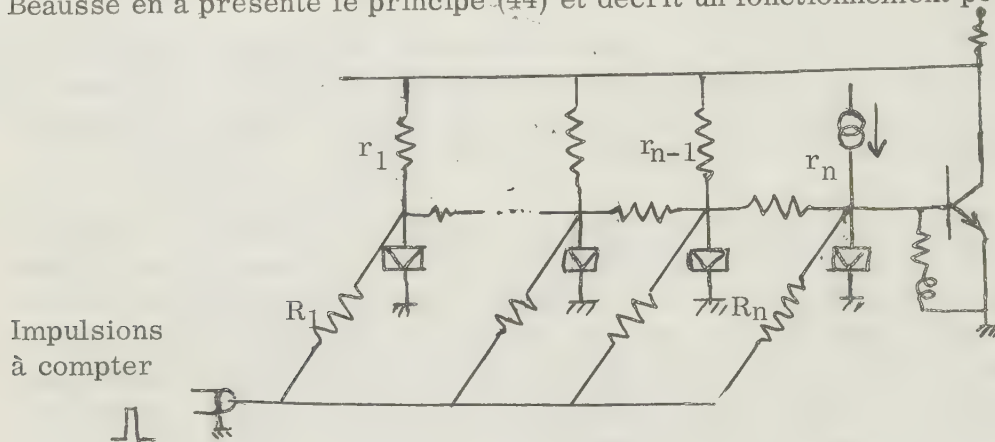


Fig. VIII-4a

Ce système nous donne les avantages et les inconvénients suivants :

Avantages :

- La sensibilisation d'une diode à l'autre présente une excellente sécurité de fonctionnement.
 - Les polarisations indépendantes des diodes facilitent, en début de cycle, la sensibilisation de la première diode qui doit basculer.
- Le décodage est aisé.

Inconvénients :

- La remise à zéro en fin de cycle introduit une perte de temps considérable. On a, par exemple, un temps mort de 20 ns, alors que le temps de résolution d'une diode à l'autre est de 2 ns.
- L'énergie nécessaire à l'attaque du circuit est assez importante, car toutes les diodes sont attaquées simultanément.

2°) La chaîne est fermée sur elle-même (fig. VIII-4b).

On dispose d'un compteur à anneau.

L'avantage de ces circuits sur les précédents est de permettre de réduire le temps mort introduit par la remise globale de tous les bistables à l'état initial, en ramenant successivement, au cours du fonctionnement, les bistables à leur état initial.

Nous réduisons ainsi le temps mort à 8 ns pour $n = 3$ étages, à 5 ns pour $n = 5$ étages. Mais, avec un tel système, on ne peut compter correctement avec n pair, malgré toutes les améliorations apportées. En particulier, on ne peut pas compter par dix. Nous verrons séparément, par la suite, le fonctionnement de tels compteurs.

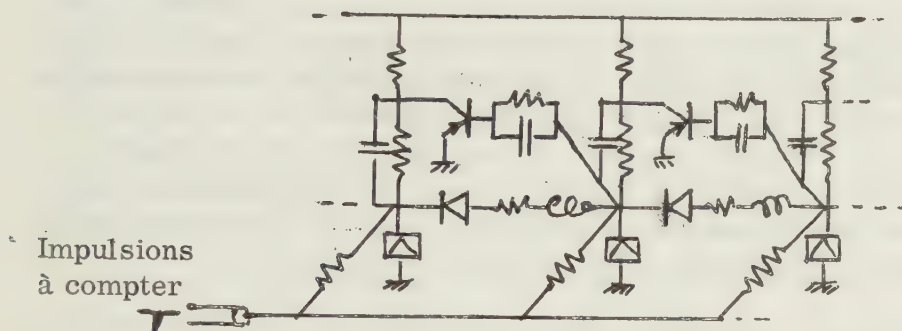


Fig. VIII-4b .

b) Circuits à attaque en série.

Les impulsions de même polarité attaquent la cascade de toutes les diodes tunnel alimentées en série et fait basculer la diode qui a le courant pic le plus faible. Quand toutes les diodes ont basculé, un transistor les ramène toutes à leur état initial. J. Veth (43) en a donné le fonctionnement (fig. VIII-5).

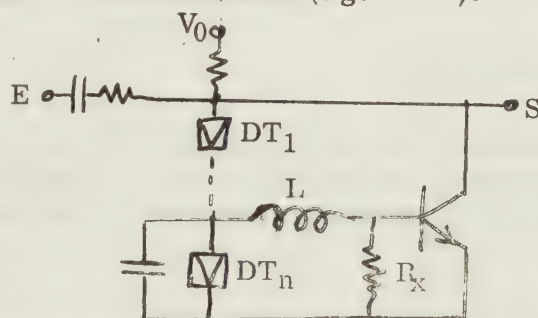


Fig. VIII-5

Dans ce système, nous avons les avantages et les inconvénients suivants :

Avantages :

- Il nécessite peu d'éléments pour constituer l'attaque qui est série, donc peu de perte d'énergie dans l'impulsion de déclenchement.

Inconvénients :

- La remise à zéro introduit ici, comme dans les circuits précédents, un temps mort appréciable.

- On doit choisir avec précision les diodes tunnel (ou les dégénérer partiellement et ajouter un courant supplémentaire) pour définir l'ordre dans lequel elles doivent basculer.

II. - Circuits proposés.

(L'étude expérimentale de ces circuits est faite dans le chapitre X)

Pour supprimer le temps mort introduit par la remise des diodes à l'état initial, nous proposons d'utiliser directement les bistables (diodes tunnel ou Goto-paires), en fin de cycle, avec des impulsions de polarité inversée. Nous continuons ainsi, pratiquement "sans temps mort" (puisque avec les dispositifs de Goto employés, il est de l'ordre de 2 à 3 ns), le comptage, dans le même ordre que précédemment, en ramenant successivement chaque bistable à son état initial. Le cycle terminé, nous continuons le comptage avec des impulsions de la polarité initiale. On évite ainsi un temps mort important, tout en réduisant de moitié le nombre des bistables.

Les trains d'impulsions, alternativement positifs et négatifs, sont délivrés par une Goto-paire commandée constamment par l'état du dernier bistable qui doit basculer. Nous introduisons également un élément inverseur de phase, que l'on peut placer soit entre la sortie de la Goto-paire et l'attaque des bistables, soit entre la sortie de la Goto-paire et le dernier bistable à basculer.

Nous proposons trois types de circuits : ceux à attaque parallèle, ceux à attaque série et ceux à attaque mixte, conjuguant les avantages des deux types précédents.

a) Les circuits à attaque parallèle :

Nous les étudierons en détail par la suite. Notons, dès maintenant, une excellente sécurité de fonctionnement, mais une forte consommation d'énergie à la fois dans la polarisation et dans les impulsions de commande. Signalons aussi que le décodage est aisé.

b) Les circuits à attaque série :

Ils seront étudiés aussi en détail par la suite. La cascade est choisie de façon que les I_P aillent en croissant, alors que les I_V vont en décroissant (fig. VIII-6).

Les diodes basculent donc toujours dans l'ordre 1, 2, 3, 4, ..., à partir du point d'attaque. La dernière diode commande le "régénérateur" de Goto, un inverseur de polarité pouvant élever la tension d'attaque.

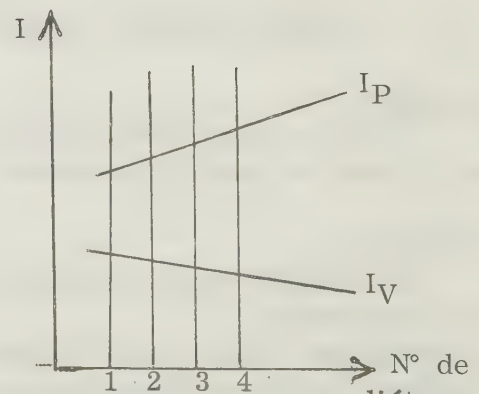


Fig. VIII-6

L'énergie de déclenchement est ici faible, mais le décodage est difficile.

c) Les circuits à attaque mixte :

Ce montage permet de bénéficier des avantages des deux circuits précédents avec un décodage facile.

Une très bonne sécurité de fonctionnement est obtenue grâce à la polarisation séparée des diodes tunnel et grâce au système de sensibilisation d'une diode à l'autre, comme dans le montage parallèle.

Grâce aux capacités C et aux selfs L, on a une attaque, en régime dynamique, du type série, d'où une énergie de déclenchement faible.

Ces trois types de circuits ont fait l'objet d'un brevet d'invention déposé en mars 1964 à Paris par le Commissariat à l'Energie Atomique, au nom de MM. J. Lacour et L. Ponthus, sous le numéro 966 687.

CHAPITRE IX.

LES COMPTEURS EN ANNEAU

- I. Description et choix des éléments.
- II. Principes de fonctionnement
- III. Exemple de circuit en anneau.
- IV. Observations expérimentales.

LES COMPTEURS EN ANNEAU

Leur nom provient de ce que le registre de comptage est une chaîne fermée sur elle-même, donc un anneau.

Toutes les propriétés caractérisant la "chaîne", en particulier la sensibilisation mutuelle, se retrouvent ici.

I; - Description et choix des éléments.

Nous avons représenté, sur la fig. IX-1, les différents éléments composant le circuit de comptage en anneau, tel qu'il est décrit par Heiman (44). Si l'on emploie des tensions de polarité inversée, on obtient le schéma de la fig. IX-2.

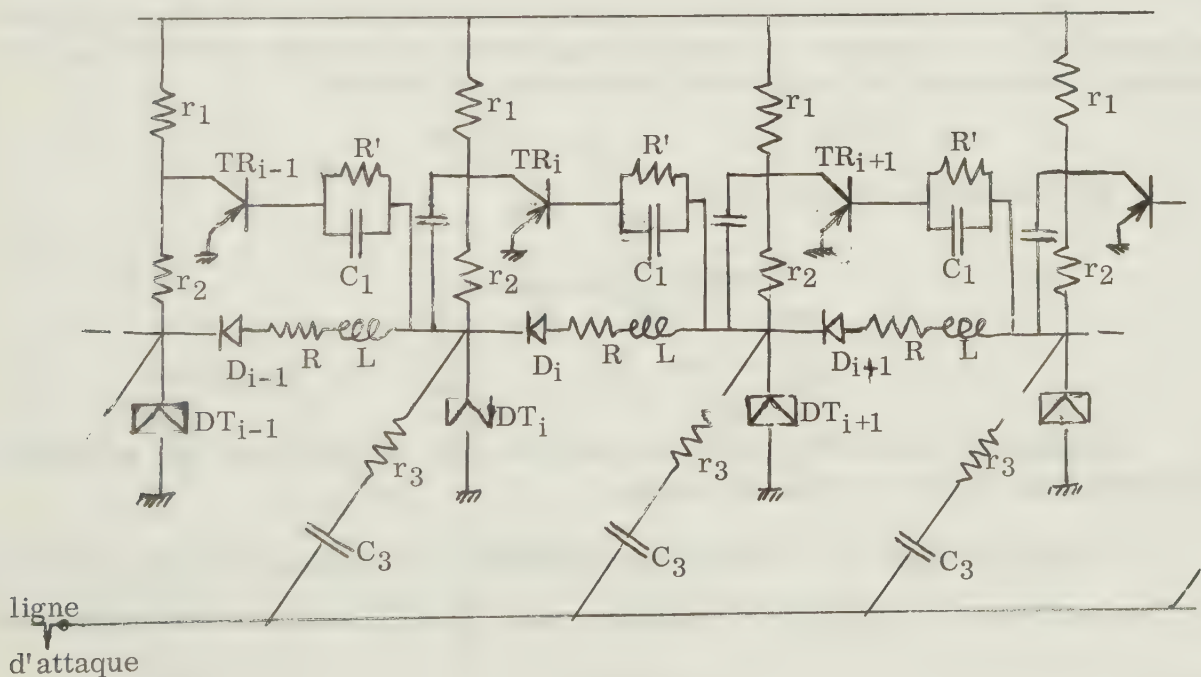


Fig. IX-1

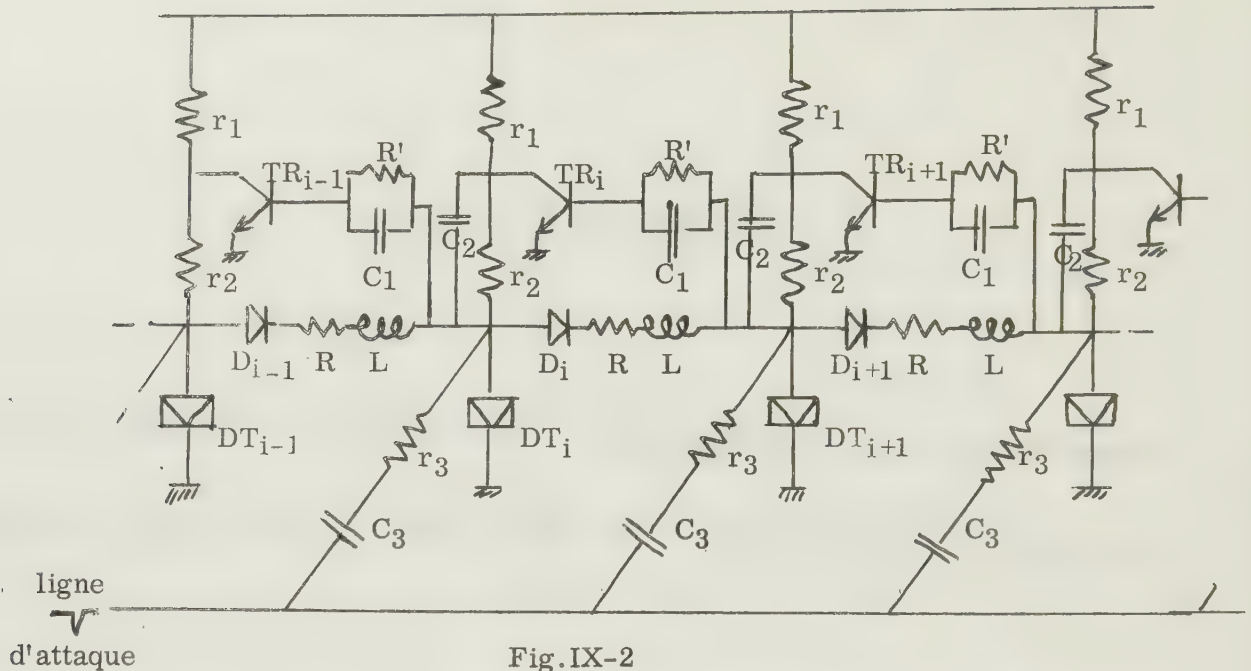


Fig. IX-2

a) Les diodes tunnel DT_i sont polarisées en bistable (fig. IX-3) par la tension E , à travers les résistances r_1 et r_2 ; la capacité C_2 , en parallèle sur r_2 , permet de réduire, en régime dynamique, la résistance de charge de DT_i . Ceci facilite sa commutation, lorsqu'on court-circuite le point milieu de r_1, r_2 par le transistor TR_i devenu saturé.

b) TR_i a son émetteur branché à la masse, sa base étant connectée, à travers la résistance R' et la capacité C_1 montées en parallèle, à la diode tunnel DT_{i+1} . Sa polarisation de collecteur est donnée par le théorème de Thévenin :

$$R = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \quad e = \frac{r_2}{r_1 + r_2} E$$

D'où le schéma de la fig. IX-4.

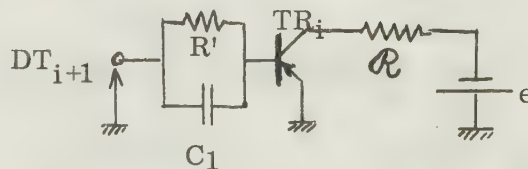


Fig. IX-4

Lorsque la diode DT_{i+1} est dans son état bas, le transistor TR_i est bloqué et il ne passe dans R' que le faible courant i_{b0} .

Lorsque la diode DT_{i+1} est dans son état haut, le transistor TR_i est saturé :

- l'intensité traversant alors le collecteur est : $\frac{e}{R} = \frac{E}{r_1}$; elle doit être inférieure

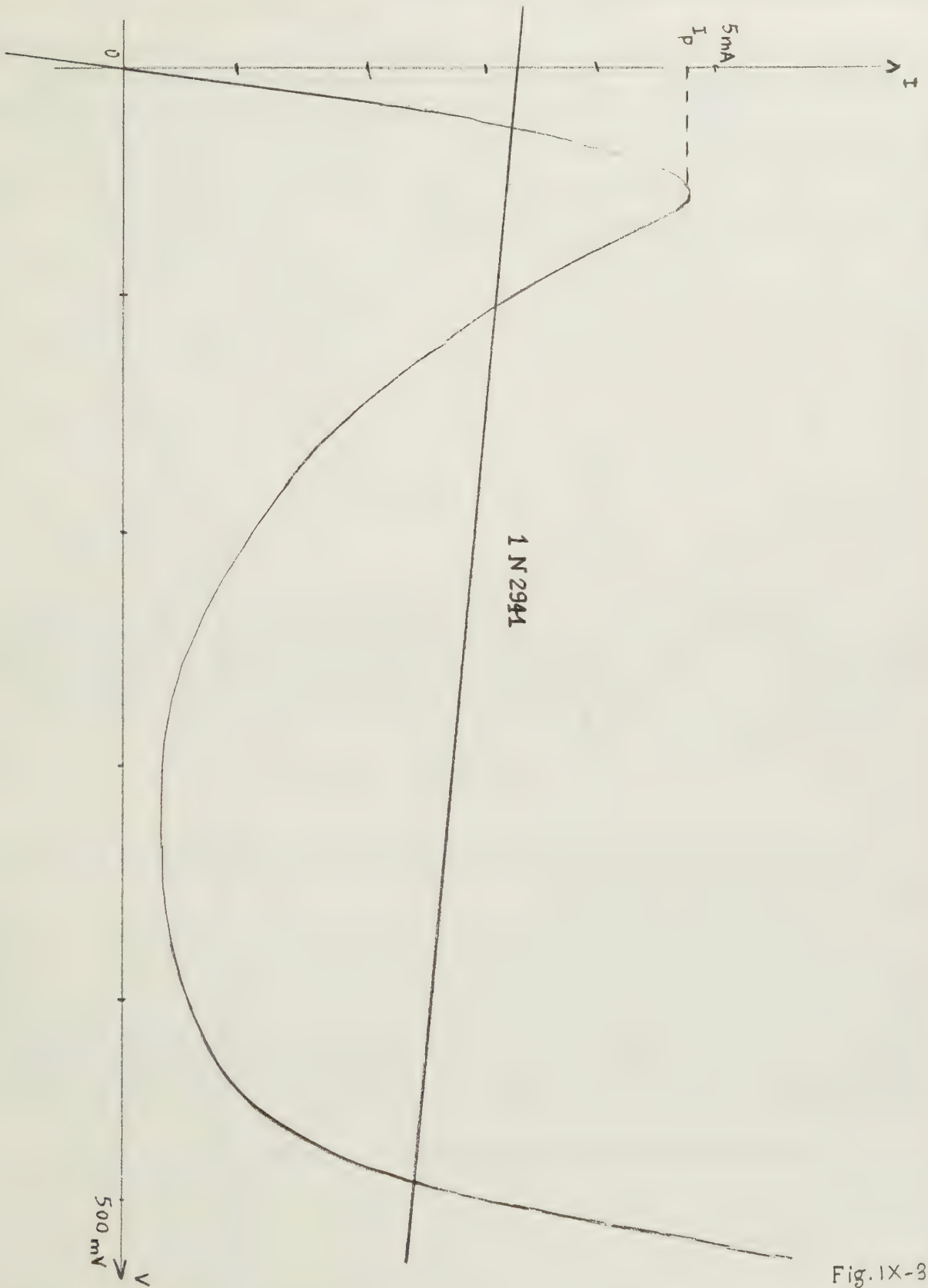


Fig. IX-3

à l'intensité maximum admissible dans le transistor. d'où une valeur minimum pour r_1 (de sorte qu'on choisit r_1 , puis r_2 tel que $r_1 + r_2$ ait la valeur déterminée en (a)).

- l'intensité traversant la base est i_{b1} . Elle est légèrement inférieure au courant de base $i_{b \max}$ de saturation (fig. IX-5), afin de ne pas saturer le transistor au repos :

$i_{b \max} > \frac{V_{DT_{i+1}} - V_{eb}}{R'}$, où $V_{DT_{i+1}}$ est la tension aux bornes de DT_{i+1} et V_{eb} la tension de coude entre base et émetteur (fig. IX-6). Donc :

$$R' > \frac{V_{DT_{i+1}} - V_{eb}}{i_{b \max}}$$

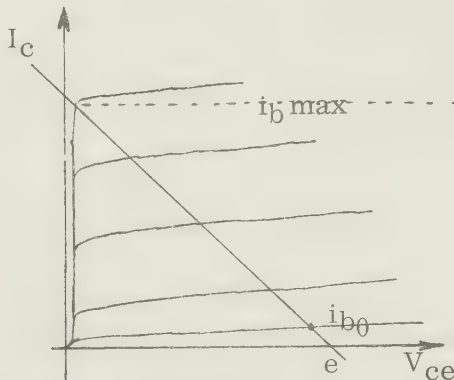


Fig. IX-5

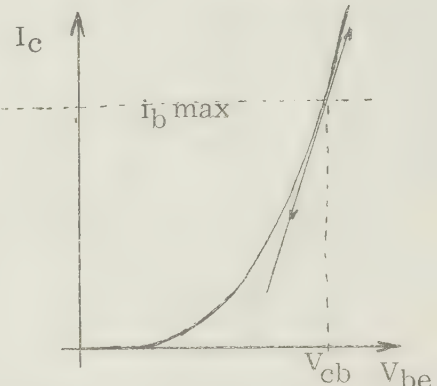


Fig. IX-6

Néanmoins, pour accélérer l'emmagasinement, on sature par un courant base supérieur à $i_{b \max}$, pendant le temps nécessaire à la formation de la concentration des porteurs dans la base, en insérant la capacité C_1 en parallèle sur R' pour produire un circuit RC parallèle. ρ désignant la tension de coude au point de fonctionnement (fig. IX-6), on doit avoir :

$$R' \cdot C_1 = \rho \cdot C_{eb}$$

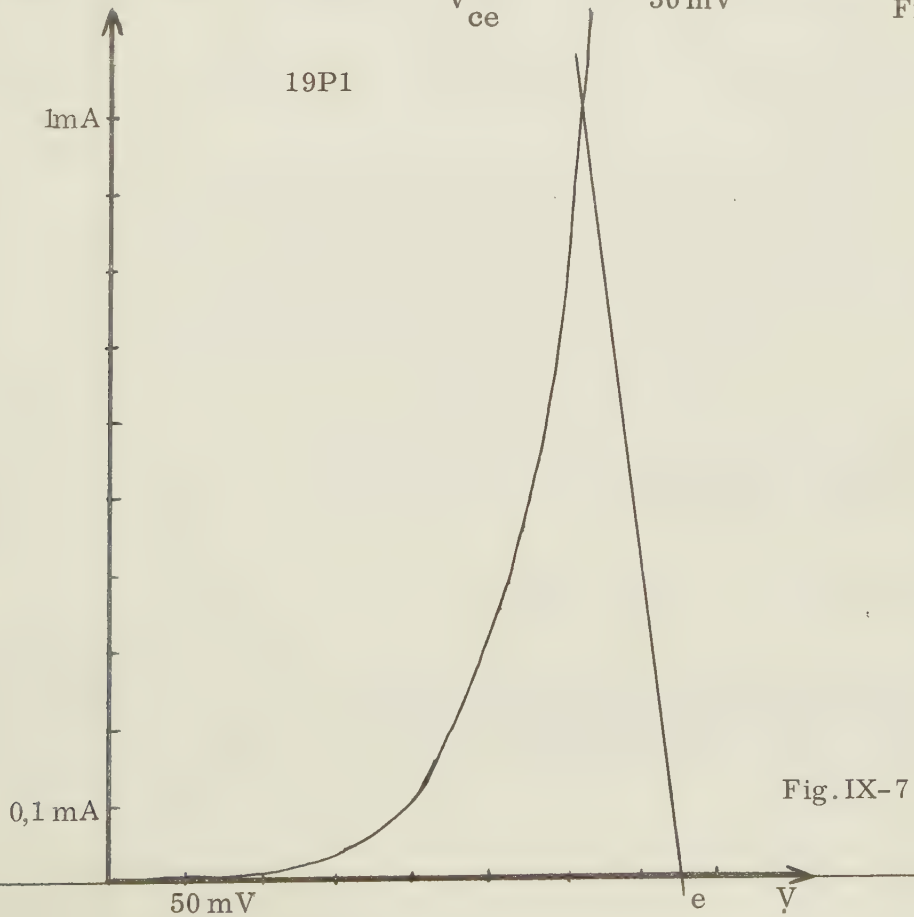
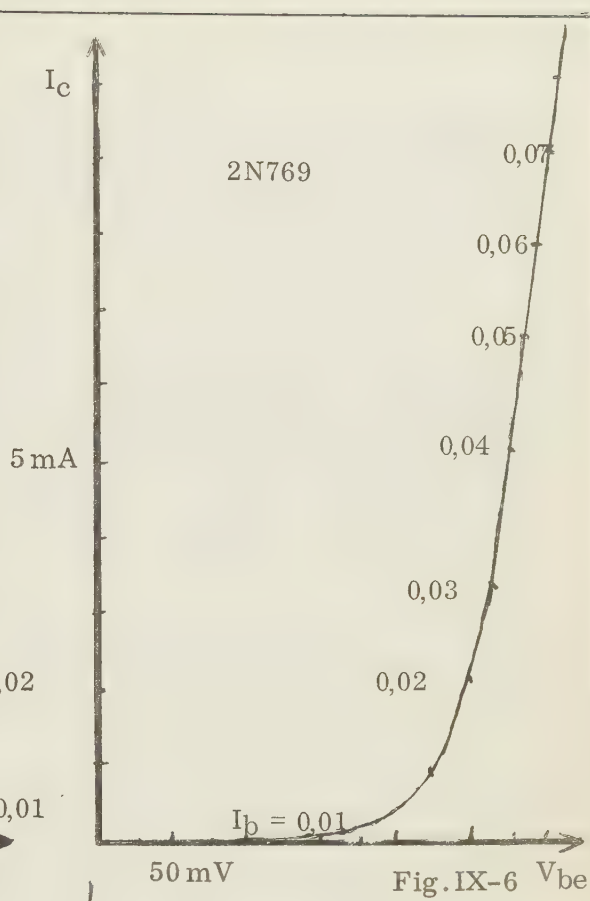
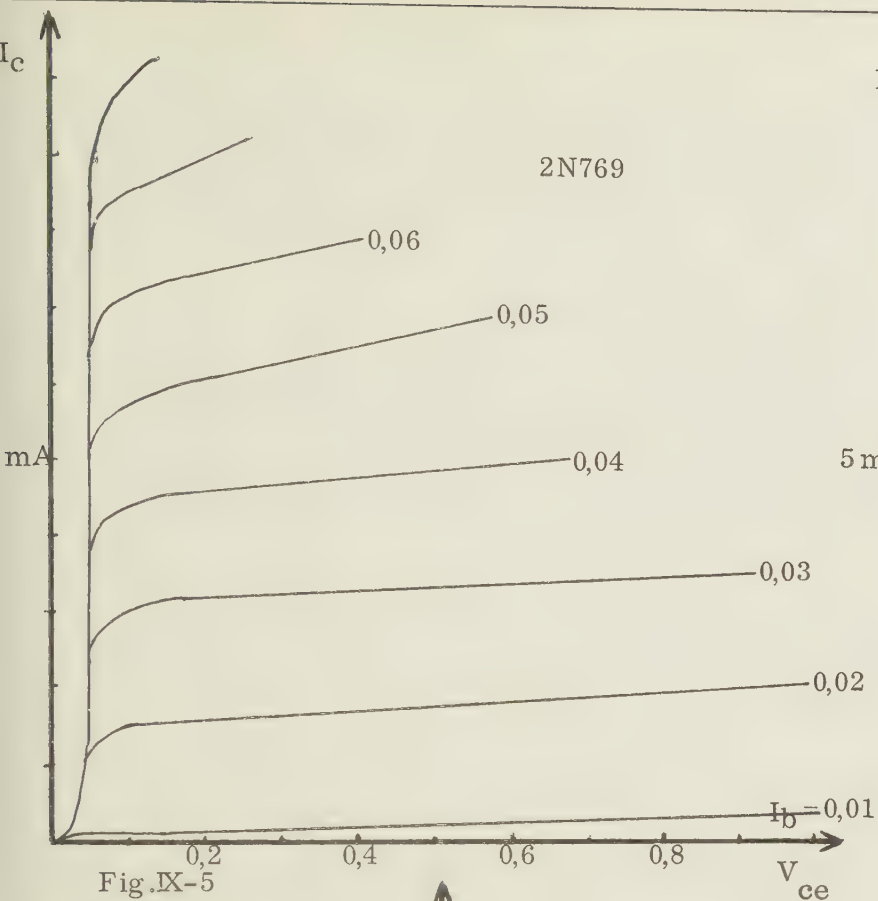
D'où :

$$C_1 = \frac{\rho \cdot C_{eb}}{R'}$$

c) La liaison entre les diodes DT est composée d'une diode D , d'une résistance R et éventuellement d'une self L :

D_i rend directrice la sensibilisation produite par la diode DT_i se trouvant dans l'état haut, de façon que seule DT_{i+1} , et non DT_{i-1} , reçoive un courant $i_0 = \frac{\Delta V}{R}$, où ΔV est la différence de potentiel aux bornes de R . D_i sera donc choisie de façon que le coude de sa caractéristique (fig. IX-7) soit le plus relevé possible, pour que ΔV soit la plus grande possible. La diode sera au germanium et non au silicium qui présente un coude plus fort.

R sera donc choisie de façon à produire le courant i_0 , soit : $R = \frac{\Delta V}{i_0}$



Rappelons que la self L introduit un retard d'au moins $3 L/R$ dans l'établissement de i_0 , empêchant deux bistables de basculer sous la même impulsion. Rappelons aussi que L laisse passer, à travers sa capacité parasite, un courant $\dot{i}_0$ fortement réduit par l'emploi de la diode série D . Le choix de L sera donc déterminé par la largeur des impulsions de commande.

d) Le dispositif d'attaque est séparé pour chacune des diodes DT_i . L'attaque se fait à travers les résistances r_3 et éventuellement les capacités C_3 , dont le rôle est de différencier les impulsions pour réduire leur largeur. Le courant d'attaque est i_1 ; on le détermine en tenant compte de la position du point sensibilisé sur la caractéristique et du dépassement en courant pic souhaité (le plus grand possible pour réduire les retards au déclenchement et améliorer le temps de résolution, sans donner à un bistable non sensibilisé la possibilité de basculer.

Nous donnerons un exemple de calcul de circuit en anneau, après avoir résumé les principes de fonctionnement ci-dessus introduits.

II. - Principes de fonctionnement.

Les principes d'un fonctionnement correct des circuits de comptage de la forme indiquée sur les fig. IX-1 et 2, sont :

- Un seul bistable est dans l'état haut ; il sensibilise un seul voisin (d'où choix de $r_1 + r_2$, de D et R).
- Une impulsion d'attaque ne peut faire basculer qu'une diode sensibilisée ($i_1 < I_{\max}$).
- Aucune impulsion ne peut faire basculer plus d'une diode (L).
- Toute diode qui a basculé commande le transistor qui doit remettre à l'état bas la diode tunnel qui l'avait sensibilisé (R' , C_1 , TR).

III. - Exemple de circuit en anneau.

Nous nous plaçons dans le cas de la fig. IX-1 : les diodes tunnel sont des General Electric 1N2941 (5 mA), les transistors des 2N769 au germanium.

1°) Polarisation de la diode tunnel :

Nous voulons le courant de sensibilisation I_0 le plus grand possible ; nous devons tenir compte aussi du courant pris par le transistor, lorsqu'il est saturé, soit environ 1 mA. Il nous faut donc prendre, avec une tension de $-4V$, une résistance $r_1 + r_2$ voisine de $1,2 K\Omega$.

Comme nous voulons un courant collecteur de l'ordre de 10 mA, bien que le transistor puisse supporter jusqu'à 100 mA, nous prendrons $r_1 = 470 \Omega$, donc $r_2 = 680 \Omega$.

2°) Calcul du transistor :

$$\text{Nous avons donc : } R = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} = 360 \Omega \quad \text{et} \quad e = \frac{r_2 E}{r_1 + r_2} = 2,36 \text{ V}$$

Déterminons sur la fig. IX-5 le courant de saturation de la base, en construisant la droite d'abscisse e et de pente $1/R$. On obtient, sur l'abaque des caractéristiques tracées pour i_b donné, $i_{b\max} = 0,5 \text{ mA}$. Donc, comme, sur la fig. IX-6, nous trouvons $v_{eb} = 280 \text{ mV}$, nous avons : $R' > \frac{400 - 280}{0,5} = 240 \Omega$, d'où : $\underline{R' = 270 \Omega}$

On a, d'autre part, d'après la fig. IX-6 : $\rho = 5 \Omega$.

Or : $C_{eb} = 5 \text{ pF}$. Nous prendrons donc : $C_1 = 1 \text{ pF}$.

3°) Calcul de la liaison :

On dispose de diodes D_i au germanium 19P1 (fig. IX-6).

Nous avons $V_{TD_i} - V_{TD_{i+1}} = 375 \text{ mV}$ et nous voulons $i_0 = 1,0 \text{ mA}$.

Nous construisons donc la droite d'abscisse 375 mV, coupant la caractéristique de la diode 19P1 pour $i_0 = 1,05 \text{ mA}$, avec $R = 68 \Omega$.

4°) Calcul de la résistance d'attaque :

Il nous faut un courant d'au moins 0,5 mA et d'au plus 1,5 mA. Nous prendrons 1,0 mA, soit 50 % de tolérance sur la tension d'entrée. Il lui correspond un dépassement de 0,5 mA en courant pic, soit 10 % de la valeur absolue de I_p pour les diodes 1N2941. Donc on aura un retard au déclenchement de 5 ns.

Pour des impulsions d'entrée de $1 \pm 0,5 \text{ V}$, il nous faudra prendre $R_3 = 1 \text{ K}$ et, si l'on n'a pas de capacités C_3 ou de selfs L , avant la fin de l'impulsion, nous aurons plusieurs diodes tunnel de l'anneau dans l'état haut, d'où des parasites que nous décrivons plus loin.

5°) Détermination de la capacité C_3 en l'absence de self L :

θ désignant le retard au déclenchement de la diode tunnel pour le dépassement

pic proposé en 4°), au bout du temps $\tau = r_3 \cdot C_3$, le courant n'ayant déjà plus qu'environ 40 % de sa valeur initiale, il faut $\tau > 2\theta$ pour que l'amplitude du courant puisse permettre encore le basculement. Si $\tau \gg 2\theta$, on trouve le cas traité à la remarque précédente où plusieurs diodes peuvent passer dans l'état haut.

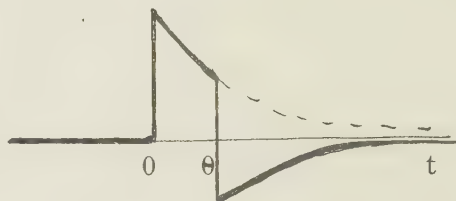
On prendra : $r_3 \cdot C_3 \neq 2,5 \theta$

Si l'impulsion n'a pas une largeur supérieure à 3τ , à la fin de l'impulsion, la différenciation fait apparaître un courant de polarité inverse qui peut ne pas être négligeable ; il faut donc que la durée de l'impulsion soit d'au moins 8θ .

Avec $\theta = 5 \text{ ns}$, on a : $r_3 \cdot C_3 = 12 \text{ ns}$

Donc : $C_3 = 12 \text{ pF}$

et les impulsions ont une durée supérieure à 40 ns.



On voit donc ici la nécessité de concilier la largeur de l'impulsion d'entrée (l'amplitude étant donnée) avec la position des points de fonctionnement sensibilisés (impulsion de polarité contraire).

6°) Détermination de la self L en l'absence de capacité C_3 :

La self introduit une constante de temps $\tau = L/R$; nous avons vu qu'à cause de la diode D, on pouvait négliger la partie du courant passant par la capacité parasite. On établit donc le courant de sensibilisation au bout d'un temps $3 L/R$ environ ; d'où la valeur de L, connaissant la durée des impulsions.

7°) En combinant l'effet de L à celui de C_3 :

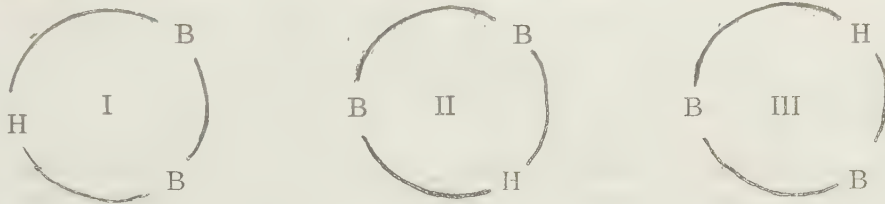
On peut alors empêcher plusieurs diodes tunnel de basculer sous la même impulsion. Néanmoins, pour avoir un bon fonctionnement, il faut "verrouiller" toutes les diodes par le procédé que nous verrons plus loin.

IV. - Observations expérimentales.

Nos observations ont porté sur un nombre de diodes tunnel allant jusqu'à 10. Indiquons tout de suite que plus le nombre de diodes est élevé, plus le nombre de figures est important. Toutes reflètent la présence de plusieurs diodes tunnel dans l'état haut au bout d'un certain temps de fonctionnement, si l'on n'emploie pas de self L, sauf dans

le cas où l'on a trois diodes.

1°) Dans le cas où $n = 3$, on a les figures (I), (II), (III), se succédant toujours dans cet ordre :



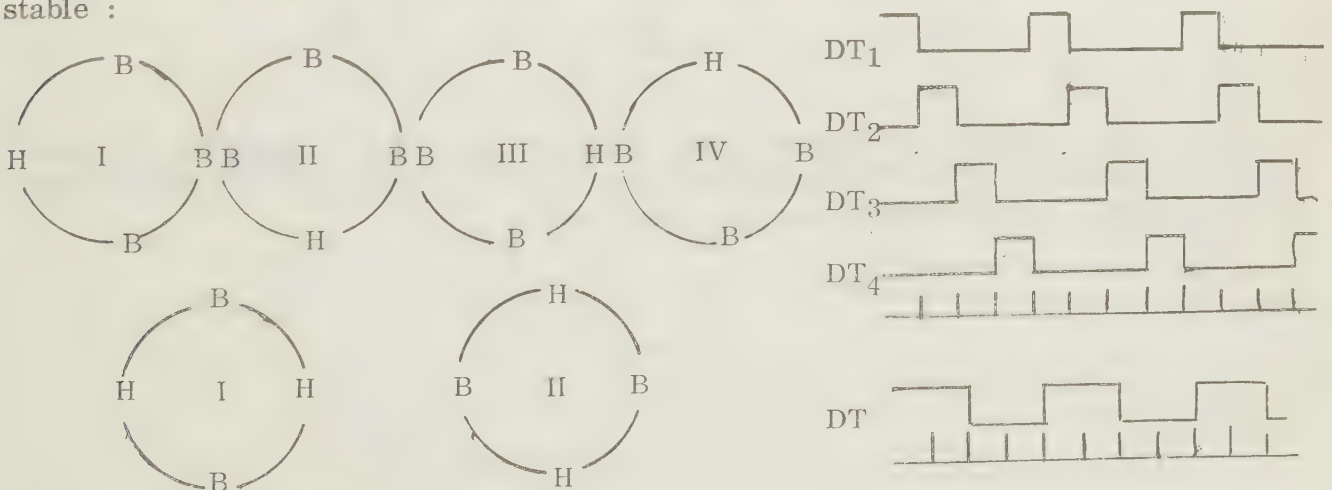
A l'oscillographe, on voit les figures ci-dessous : pendant l'intervalle de temps séparant deux impulsions, une diode est dans l'état haut ; pendant les deux suivantes, elle est dans l'état bas.

Si l'on observe en balayage haché, on a les trois figures ci-dessous pour chacune des diodes : en se plaçant sur la même verticale, on voit, à l'instant t , l'état des trois diodes :

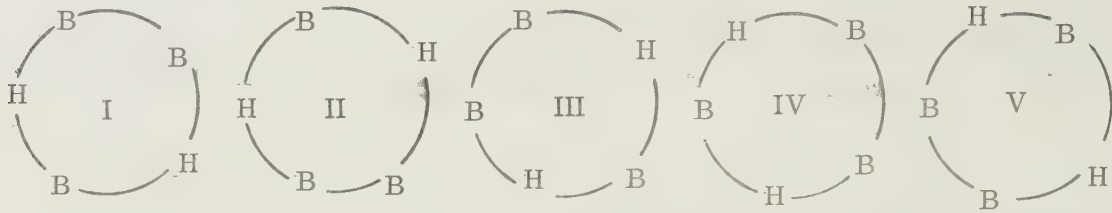


Ainsi, une seule diode est dans l'état haut à la fois.

2°) Dans le cas où $n = 4$, on a deux cas de figure, le second étant particulièrement stable :



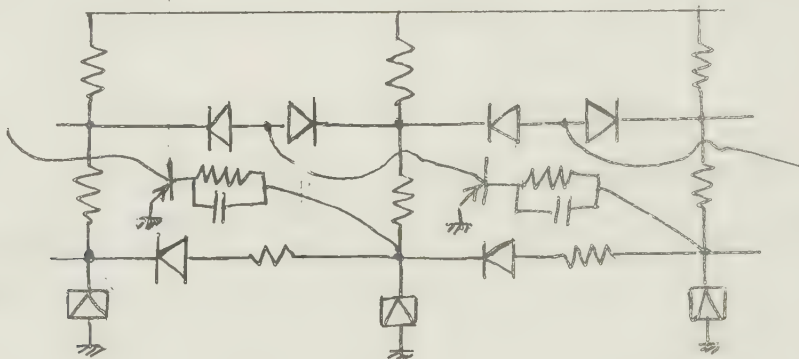
3°) Dans le cas où $n = 5$, on obtient très vite l'état stable suivant :



Nous voyons que, dans ce circuit, deux diodes sont constamment dans l'état haut ; de plus, à chaque impulsion, l'une d'elles seule progresse, l'autre avançant à l'impulsion suivante.

Ces défauts ont été corrigés par l'emploi de selfs L ou par une disposition nouvelle des transistors verrouillant le circuit.

Le "verrouillage" consiste à commuter simultanément 2, 3 ou plusieurs diodes précédant le bistable qui est dans l'état haut. Ainsi, les diodes verrouillées ne peuvent basculer, de même que les autres, sinon elles verrouilleraient le bistable, qui est dans l'état haut. Ce dispositif ne s'applique qu'à un nombre impair d'éléments.



On a songé à grouper sur un tel anneau des séries de deux diodes par étage pour compter par 10. Un tel système fonctionne assez bien, mais il est surclassé par d'autres dispositifs que nous allons maintenant étudier.

CHAPITRE X.

LES CIRCUITS DE COMPTAGE UTILISANT LE DISPOSITIF DE GOTO COMME REGENERATEUR D'IMPULSIONS A POLARITE CONTROLEE

- I. Présentation fonctionnelle de ces circuits.
- II. Circuits à attaque parallèle et à registre en chaîne.
 - A. Le registre : sa fonction et ses éléments.
 - B. L'inversion de phase.
- III. Circuits à attaque série et à registre en cascade.
- IV. Circuits à attaque mixte et à registre en chaîne.

LES CIRCUITS DE COMPTAGE UTILISANT LE DISPOSITIF DE GOTO COMME REGENERATEUR D'IMPULSIONS A POLARITE CONTROLEE

I. - Présentation fonctionnelle de ces circuits.

Dans tous ces circuits, nous pouvons distinguer trois fonctions principales indiquées sur les schémas fonctionnels (fig.X-1, 2 et 3) par les parties I, II et III, ces trois fonctions étant :

- I : la régénération des impulsions à polarité contrôlée : c'est le dispositif de Goto.
- II : l'enregistrement des impulsions : c'est la chaîne ou la cascade.
- III : l'inversion de phase : c'est l'inversion soit du sens du courant de sensibilisation, soit de la polarité des impulsions délivrées, ($\alpha.\beta < 0$), avec amplification éventuelle.

Nous avons ainsi trois types de circuits différents.

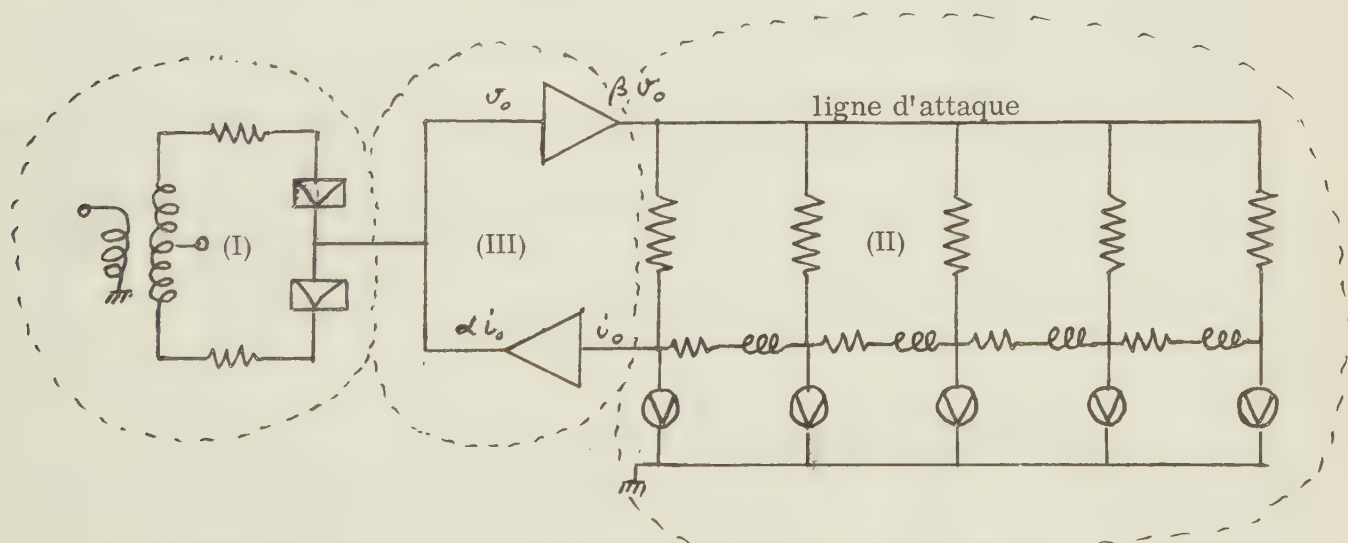


Fig.X-1. - Attaque parallèle et registre en chaîne.

Les bistables sont ici symbolisés par le schéma : $I \downarrow \uparrow V$

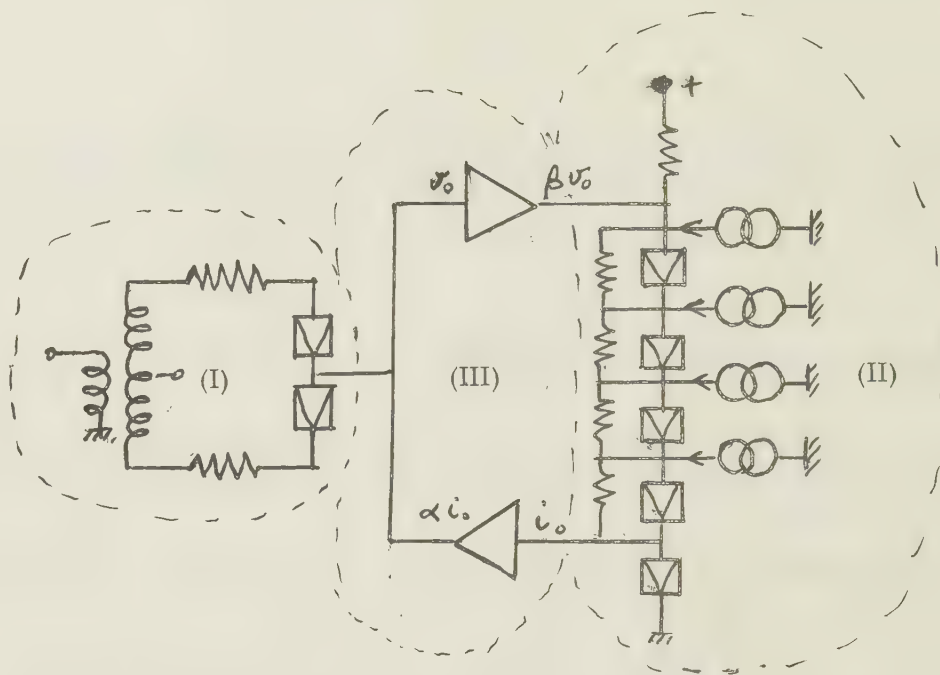


Fig.X-2.- Attaque série et registre en cascade.

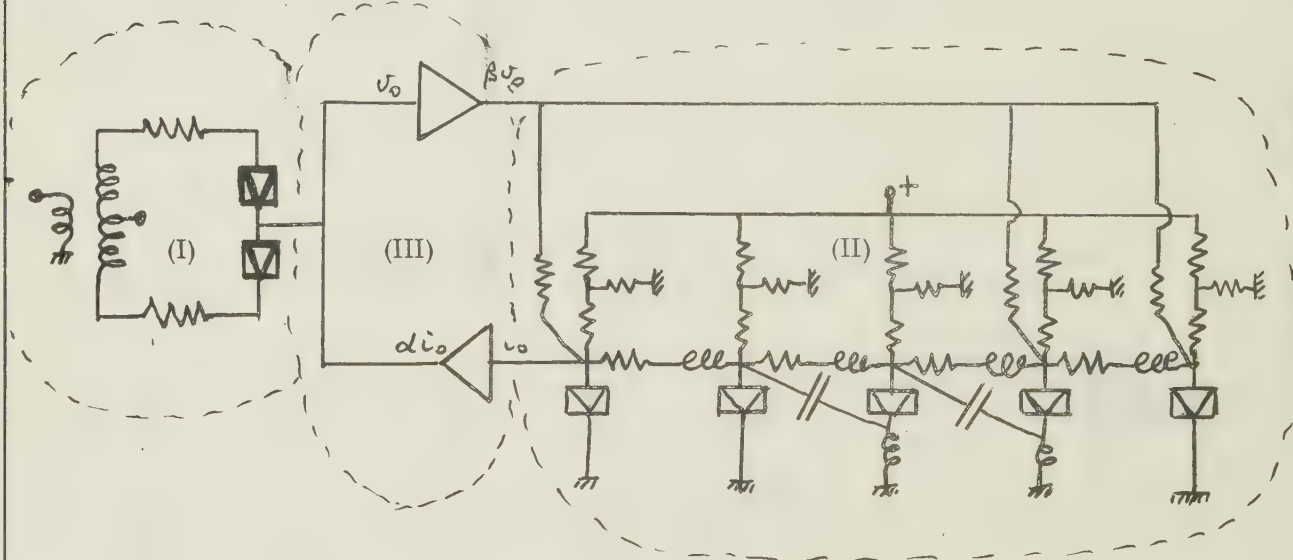


Fig.X-3.- Attaque mixte et registre en chaine.

II. - Circuits à attaque parallèle, le registre étant une chaîne.

Etudions séparément chacune des trois fonctions du schéma fonctionnel de la fig. X-1.

A. Le registre : sa fonction et ses éléments.

La chaîne comporte soit des diodes tunnel, soit des Goto-paires.

Signalons la difficulté d'avoir dans un lot de diodes tunnel un nombre appréciable soit de diodes tunnel soit de Goto-paires dont les extrema soient à 2 % près des valeurs désirées ; ces pourcentages de tolérance sont en effet nécessaires, si l'on ne veut pas observer de fortes différences dans les retards au déclenchement des différents bistables, lors de leurs commutations respectives, que ces bistables soient des diodes tunnel ou des Goto-paires.

1°) Position des points sensibilisés A' et B'.

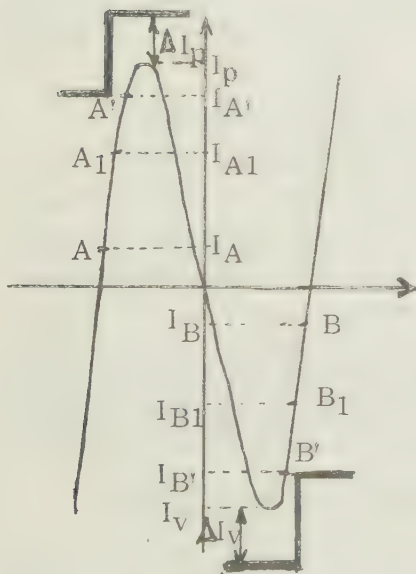


Fig. X-4

Pour ces raisons, ces montages sont difficilement reproductibles sans faire des corrections spécifiques à chaque bistable : on doit en général recalculer pour chacun d'eux la position des points sensibilisés A' et B' (fig. X-4) de façon que les dépassements en courant de pic $\Delta I_p = i_1 - I_p - I_{A'}$ et en courant de vallée $\Delta I_v = |i_1 - I_v - I_{B'}|$ soient à 2 % près des valeurs prévues, i_1 étant l'amplitude maximum du courant impulsionnel d'attaque des bistables. Donc :

$$|i_1| = I_p - I_{A'} + \Delta I_p = |I_v + I_{B'} - \Delta I_v|$$

De sorte que :

- pour des Goto-paires, on a :

$$I_p - I_{A'} = |I_v - I_{B'}|$$

car les mêmes dépassements en courant de pic et de vallée ($\Delta I_p = \Delta I_v$) donnent les mêmes retards au déclenchement.

- pour des diodes tunnel, on a :

$$I_p - I_{A'} + \Delta I_p = |I_v - I_{B'}| + 1,5 \Delta I_p$$

car les diodes tunnel ont des retards au déclenchement différents à leur pic et leur vallée, ce retard étant le même si $\Delta I_v \neq 1,5 \Delta I_p$.

Ces conditions nous permettent de placer A' et B' assez proches des sommets.

2°) Choix de ΔI_p et ΔI_V .

ΔI_p et ΔI_V sont fixés, en étant choisis supérieurs ou au moins égaux à leurs valeurs minima $(\Delta I_p)_{\min}$ et $(\Delta I_V)_{\min}$. Ces dernières valeurs sont celles nécessaires pour produire le basculement d'un bistable sous l'effet de l'impulsion dont la largeur θ est la plus étroite ($\theta = \theta_{\min}$, fig. IV-6 et 7).

3°) Tolérance sur i_1 .

On détermine i_1 en sachant que ce courant ne fait basculer que le seul bistable sensibilisé: $I_p - I_{A'} + (\Delta I_p)_{\min} < i_1 < I_p - I_A$

Donc le maximum de tolérance sur i_1 est obtenu lorsque la différence des intensités $I_{A'} - I_A$ est maximum, c'est-à-dire lorsqu'on a la plus grande sensibilisation mutuelle (courant i_0 maximum).

Ce résultat a déjà été exprimé grâce à la construction graphique schématisée sur la fig. VII-7 : plus i_0 est grand, plus la plage de fonctionnement est large, mais i_0 est limité à $i_0 = \frac{I_p + |I_V|}{2}$.

4°) Position des points A et B.

Les points A' et B' étant assez près des sommets, nous prendrons A et B voisins de la droite $I = \frac{I_p + I_V}{2}$.

5°) Schéma équivalent.

De la position des points A et B sur la caractéristique du bistable, nous déterminons la résistance de charge équivalente R en statique ainsi que la tension de polarisation e . Ces valeurs sont celles que nous donnerait le théorème de Thévenin appliqué au circuit (fig. X-5).

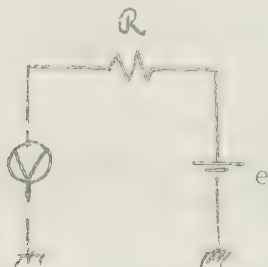


Fig. X-5

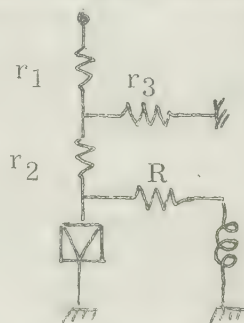


Fig. X-6

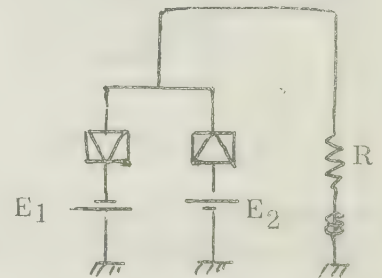


Fig. X-7

Donc, nous allons pouvoir poursuivre par la détermination des éléments composant ces circuits.

1°) Polarisation des bistables.

a) Cas d'une diode tunnel :

On dispose de la polarisation (V_0 , r_1 , r_2 et r_3) et de la résistance d'attaque R (fig.X-6).

En supposant $R \gg r_2 + \frac{r_1 r_3}{r_1 + r_3}$, nous avons :

$$R = r_2 + \frac{r_1 r_3}{r_1 + r_3} \quad \text{et} \quad e = \frac{r_1 r_3}{r_1 + r_3} V_0$$

D'où le choix de $r_2 = R - r_1 \frac{e}{V_0}$ et $r_3 = \frac{e}{V_0 - e} r_1$, déterminés en fonction de r_1 choisie assez élevée afin d'éviter une trop grande consommation de courant dans la polarisation.

b) Cas d'une Goto-paire :

La résistance R , branchée à la masse, est dans ce cas égale à R et la tension e est nulle (fig.X-7), la Goto-paire étant polarisée par les tensions E_1 et E_2 de 200 mV, comme nous l'avons vu au chapitre V, B.

2°) Résistance d'attaque R .

On utilise expérimentalement les méthodes graphiques proposées dans le chapitre VII pour déterminer les résistances d'attaque donnant le fonctionnement optimum du montage, avec la zone de fonctionnement la plus large possible de façon à convenir à tous les bistables. Dans le cas où les bistables sont des diodes tunnel, on a les fig.X-8, 9 et 10 ; dans le cas où ce sont des Goto-paires, on a les fig.X-11, 12 et 13. Dans ce dernier cas, nous avons tracé différentes droites donnant le minimum de V_{in} pour diverses valeurs des paramètres : tension de polarisation E et résistance dynamique R (déterminant la position du point sensibilisé).

3°) Sensibilisation mutuelle.

De la valeur du courant de sensibilisation $i_0 = I_{A'} - I_A$, on déduit, compte tenu de la différence de potentiel (de l'ordre de 400 mV) existant entre deux bistables d'état différent, la résistance de sensibilisation. Puis, de la largeur maximum des impulsions d'attaque, on détermine la valeur de la self de sensibilisation.

4°) La présensibilisation du premier bistable.

Le bistable en bout de chaîne, qui doit basculer le premier, est présensibilisé :

- si le courant de repos prend les valeurs I_{A1} et I_{B1} telles que (fig.X-4) :

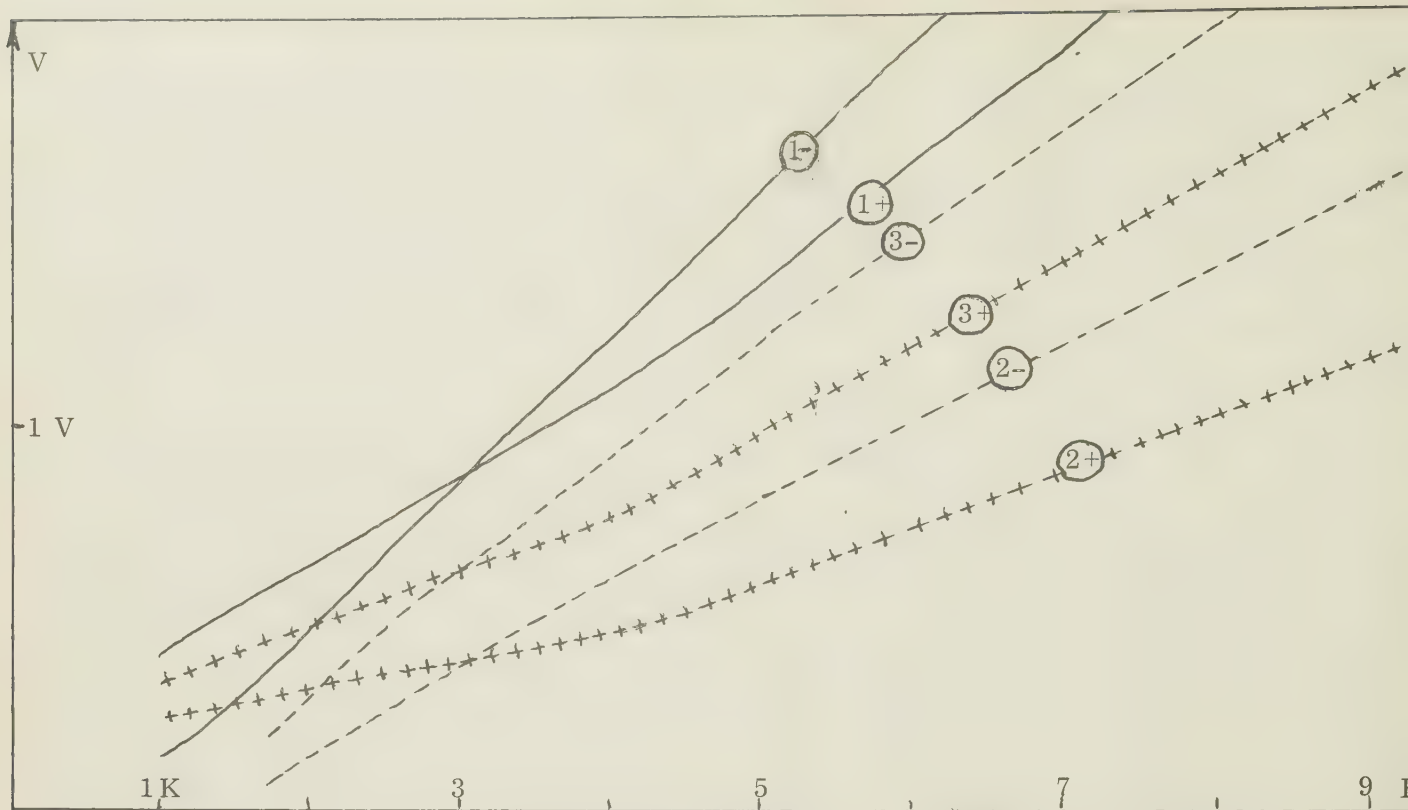


Fig. X-8

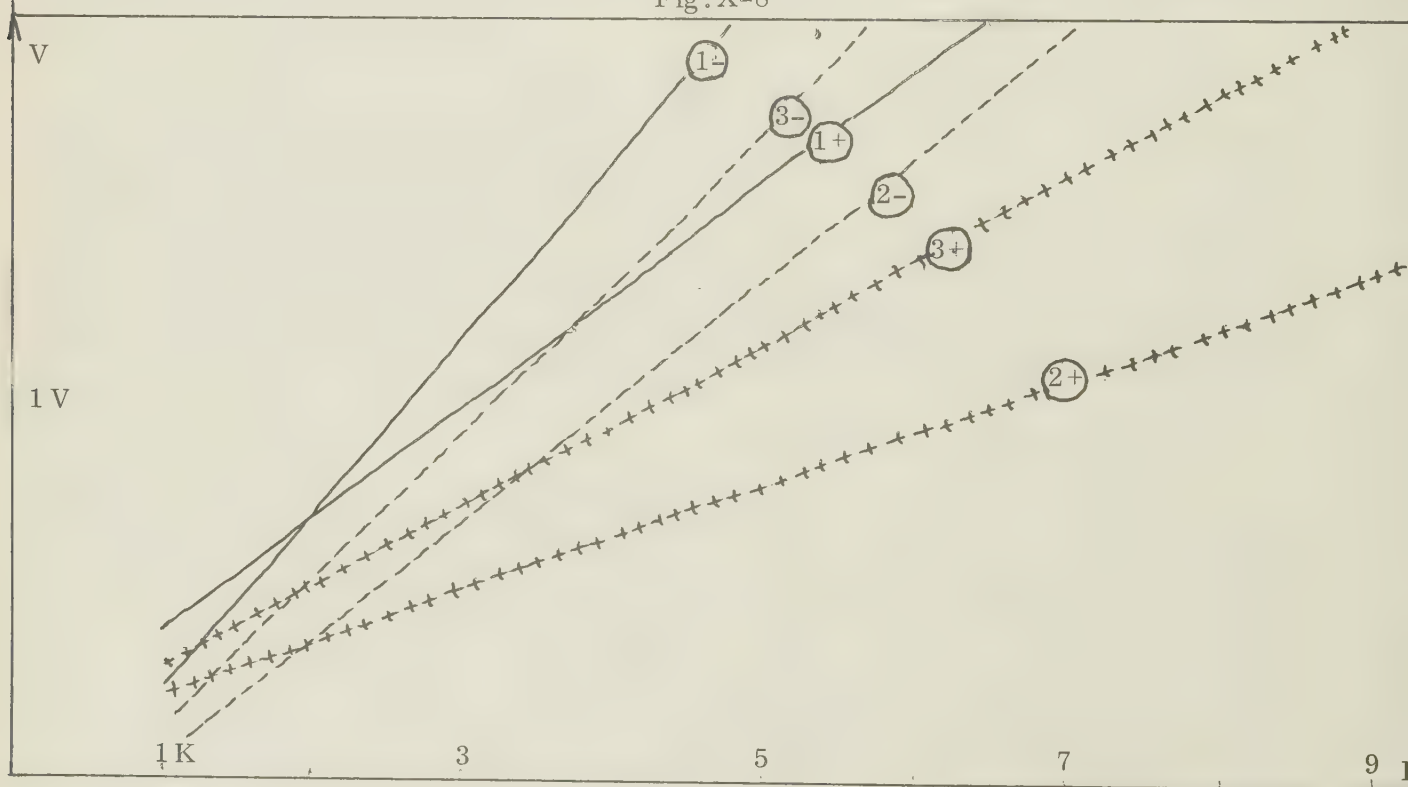


Fig. X-9

1 V

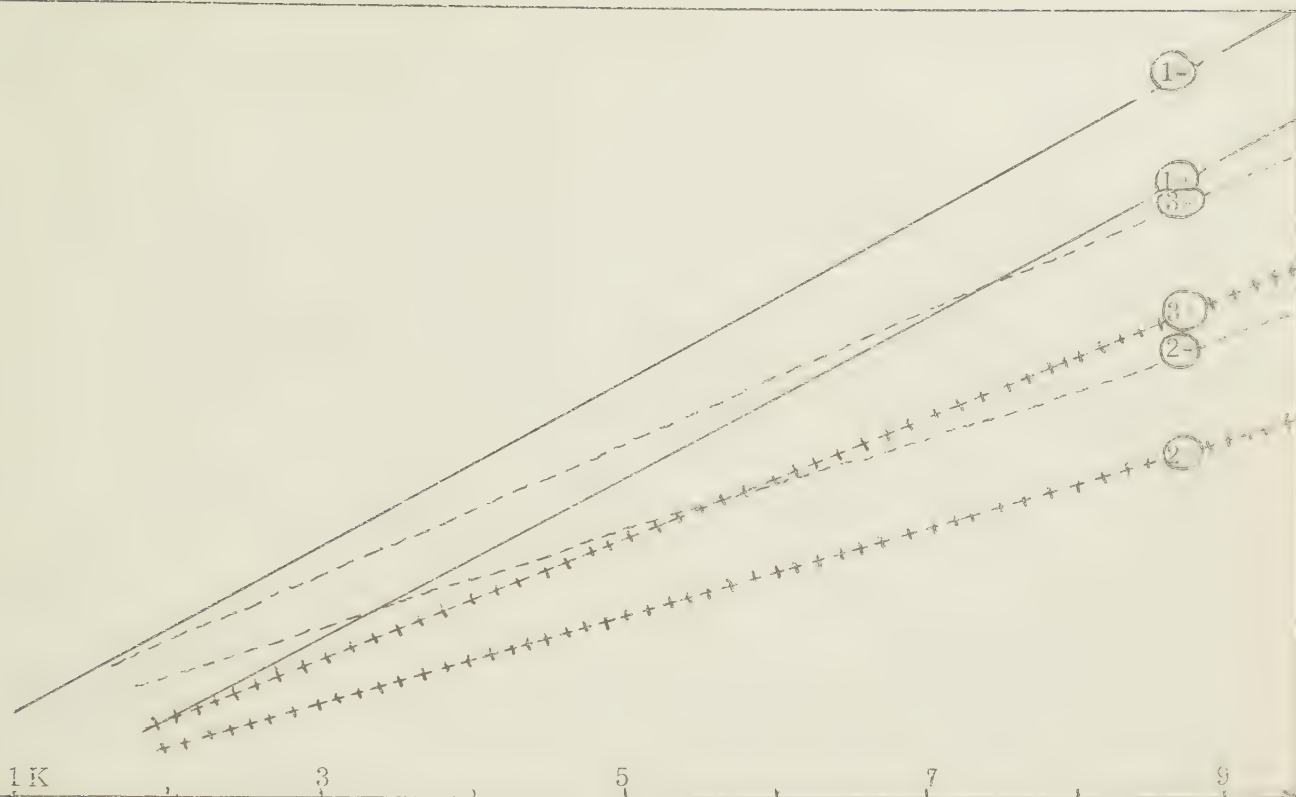
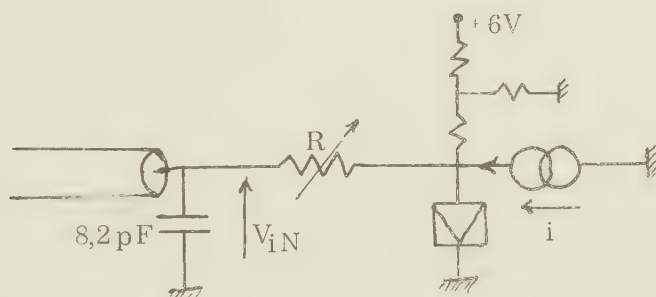


Fig X-10



	avec impulsion positive	avec impulsion négative
$i = 0$	1 +	1 -
$i = i_0$	2 +	2 -
$i = I_0$	3 +	3 -

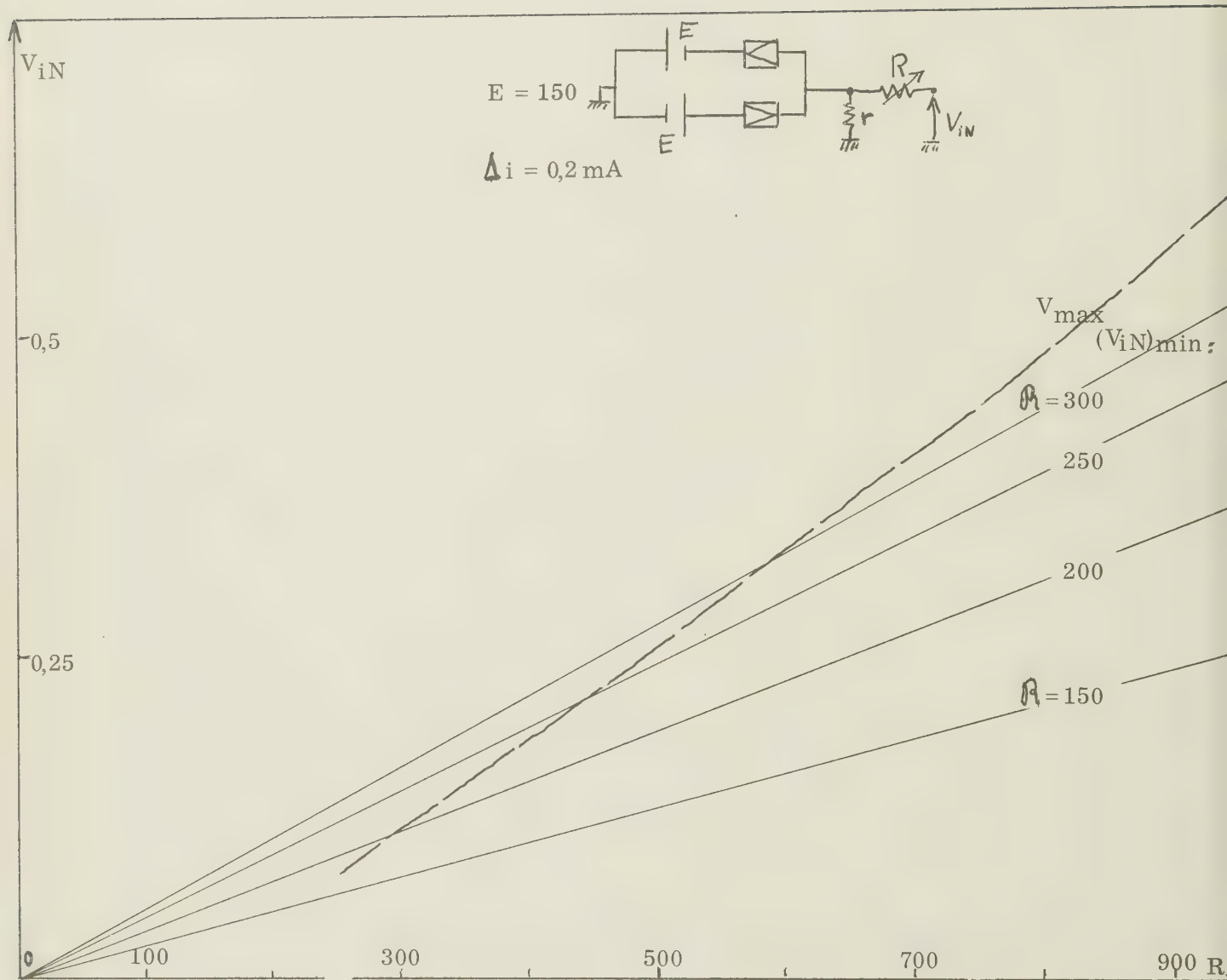


Fig. X-11

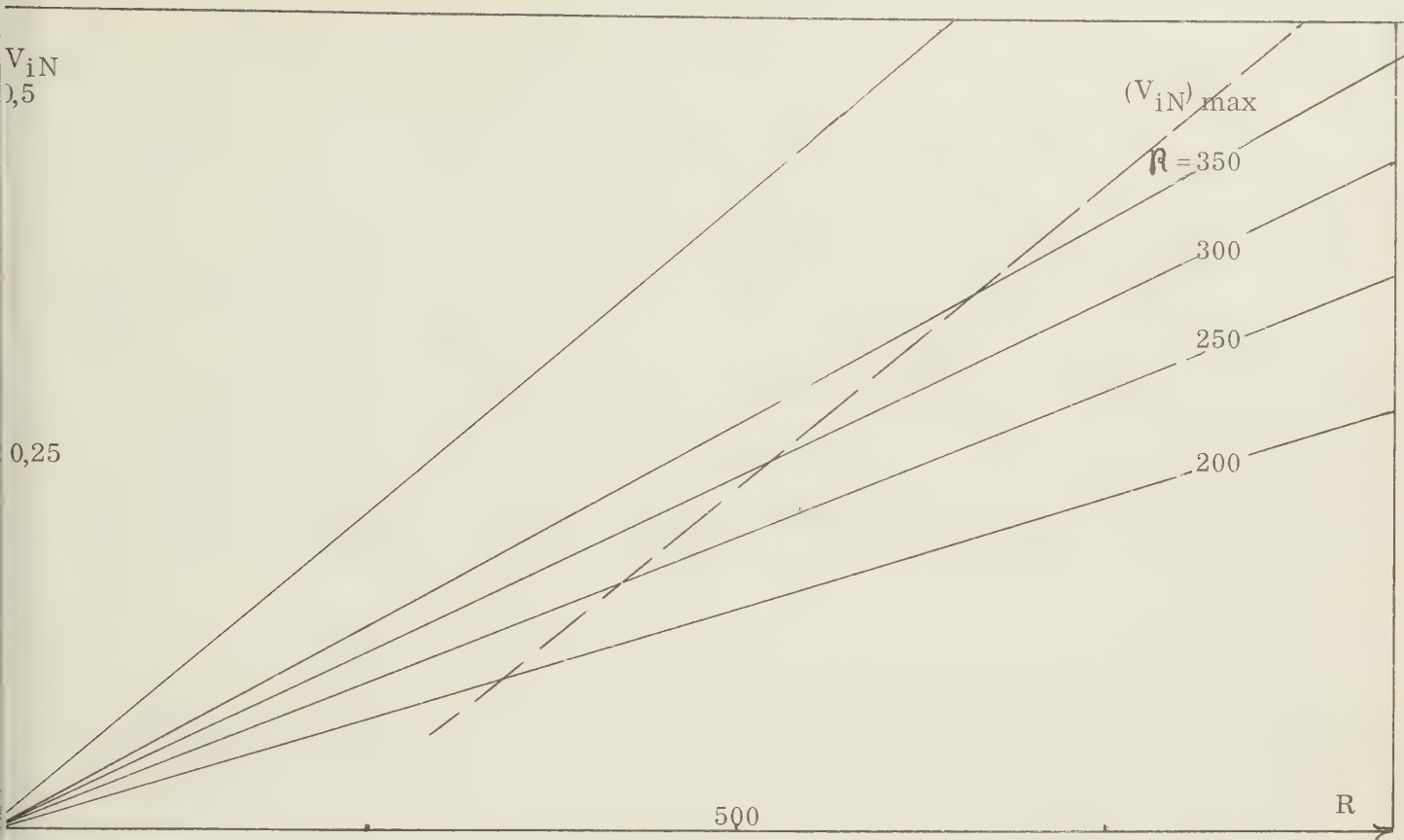


Fig. X-12

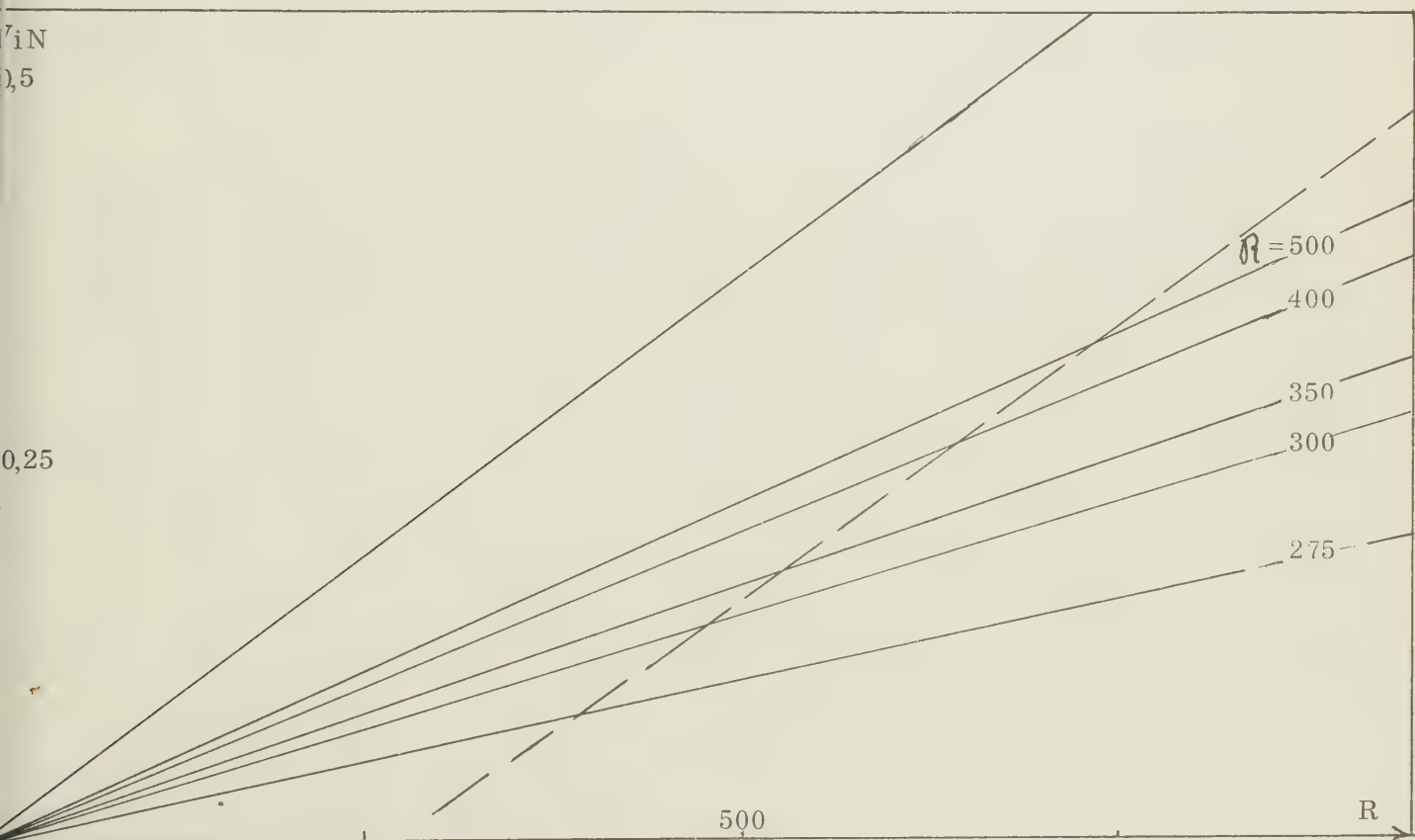


Fig. X-13

$$I_A < I_{A1} < I_{A'} \quad \text{et} \quad I_B < I_{B1} < I_{B'}$$

- ou si le courant d'attaque a une valeur suffisante.

5°) La polarisation du dernier bistable.

Rappelons que ce bistable peut être branché directement au dispositif de Goto à travers une résistance de polarisation ; dans ce cas, il doit fournir un courant de contrôle de 0,2 mA, de sorte que $I_A - I_B > 0,4$ mA. Donc, des diodes où $I_p = 1$ mA, telles que 1N2939A, conviennent pour un tel registre (soit seules, soit montées en Goto-paires). Des diodes où $I_p = 5$ mA, conviendraient aussi, mais elles obligeraient à prendre des valeurs de résistance plus faibles et rendraient de ce fait les calculs plus compliqués : les résistances d'attaque ne seraient plus négligeables devant les résistances de polarisation. Aussi nous avons choisi pour les circuits étudiés des diodes General Electric 1N2939A.

B. L'inversion de phase : sa fonction et ses éléments.

Rappelons qu'il est nécessaire d'inverser soit le sens du courant de sensibilisation du régénérateur de Goto, soit la polarité des impulsions délivrées par celui-ci.

En effet, lorsque le dernier bistable est haut, il fournit un courant de sensibilisation qui arrive à la sortie du régénérateur de Goto. Ce dernier délivre alors des impulsions positives. Aussi il faut pour autoriser le basculement de ce bistable lui fournir des impulsions d'attaque négatives. Il est donc nécessaire d'inverser soit le sens du courant de sensibilisation du régénérateur de Goto, soit la polarité des impulsions d'attaque.

1°) Inversion des sens du courant de sensibilisation du régénérateur de Goto.

Nous pouvons inverser les sens du courant i_0 , qui contrôle la polarité des impulsions régénérées, en augmentant sa valeur de façon à obtenir un courant de contrôle plus élevé pour le régénérateur de Goto. Nous avons indiqué sur les fig. X-14 et 15 quelques schémas d'inverseurs de polarité de courant pouvant être employés avec des Goto-paires.

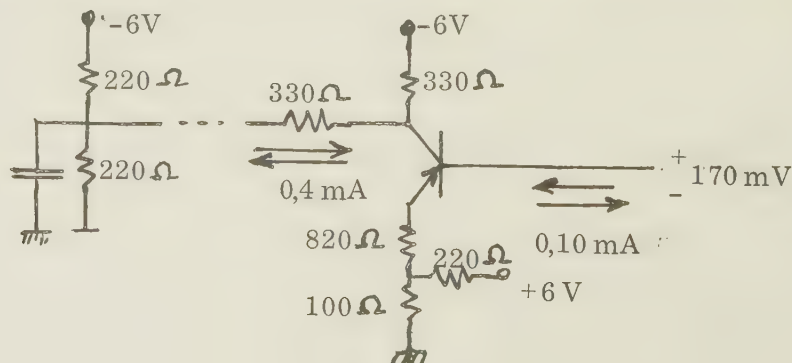


Fig. X-14

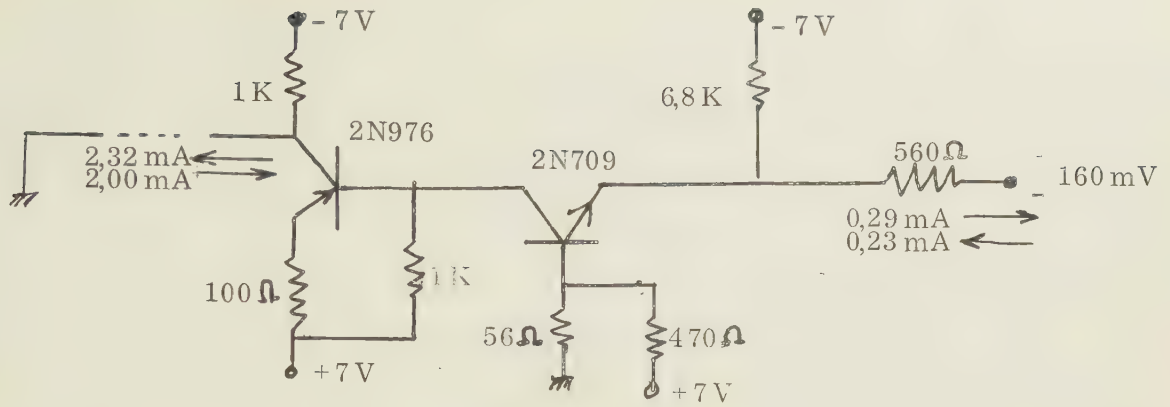


Fig. X-15

(Dans ce second cas, le gain β est meilleur, mais l'on augmente le temps de réponse du dispositif inverseur).

2°) Inversion de la polarité des impulsions délivrées.

Le dispositif de la fig. X-16 nous permet, tout en inversant la polarité des impulsions délivrées par la Goto-paire, d'amplifier séparément les impulsions positives et les impulsions négatives. On peut ainsi par un réglage correct vérifier les études graphiques qui déterminent les résistances d'attaque pour la meilleure plage de fonctionnement globale.

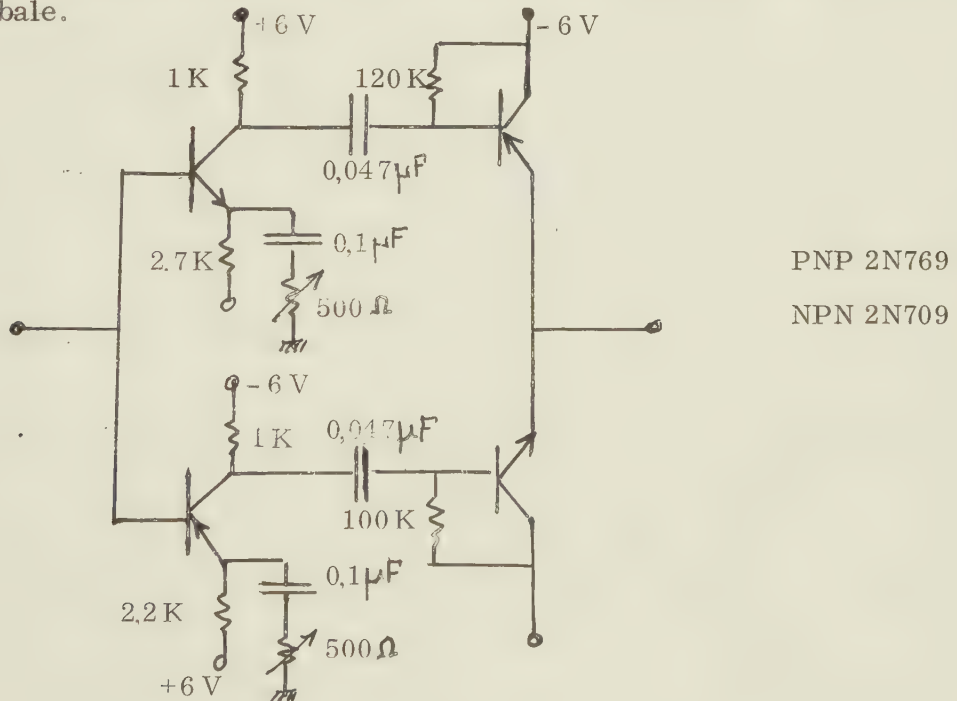


Fig. X-16

On en déduit alors les courants d'attaque nécessaires au fonctionnement correct de chaque bistable ($i_1 = \frac{V}{R}$), puis l'intensité totale nécessaire à l'attaque parallèle, ce qui permet de déterminer la résistance de charge compatible avec la puissance maximum du régénérateur de Goto.

3°) Le dispositif de Goto.

Nous en avons donné le fonctionnement et les éléments au chapitre V.

Conclusion:

Nous avons pu réaliser les schémas des fig.X-17 et 18, à base de diodes tunnel, et de la fig.X-19, à base de Goto-paires, et obtenir un fonctionnement correct à des fréquences supérieures à 10 MHz, avec des tolérances de l'ordre de 5 % sur les tensions d'alimentation.

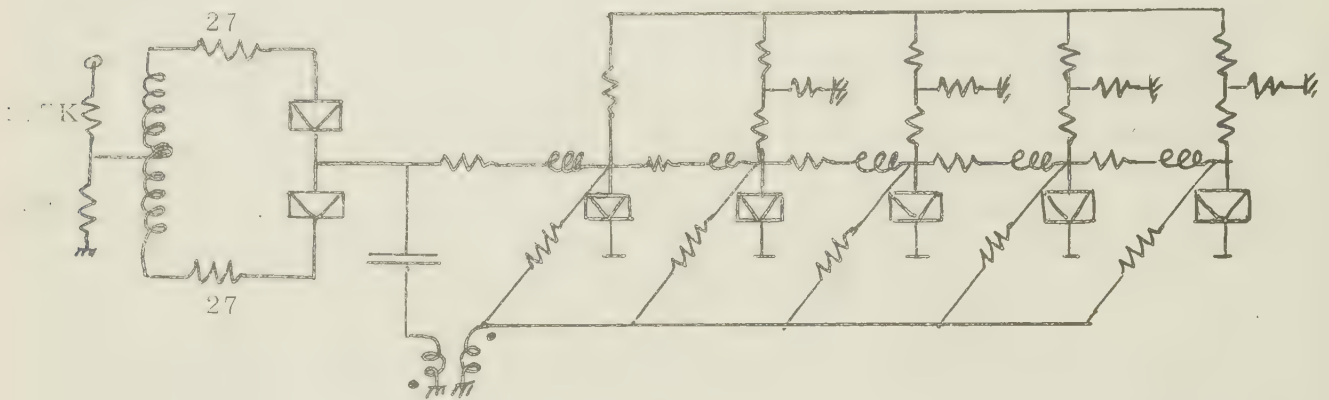


Fig. X-18

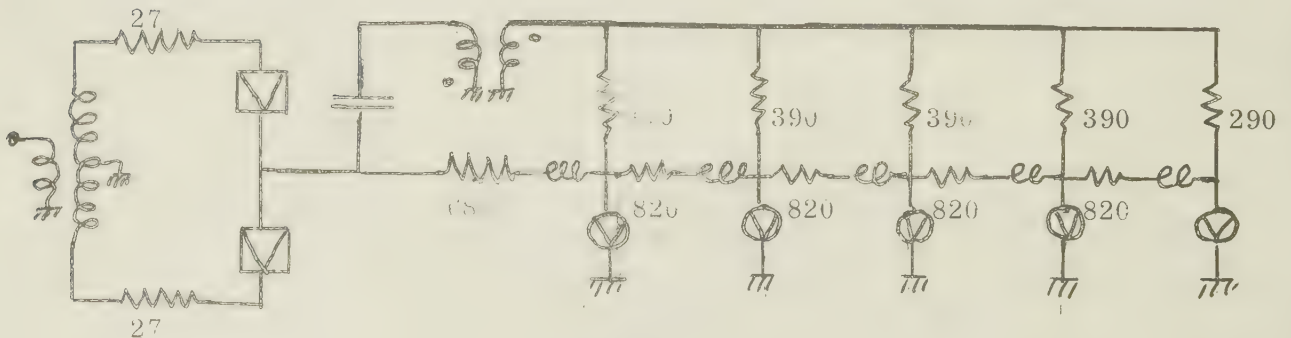


Fig. X-19

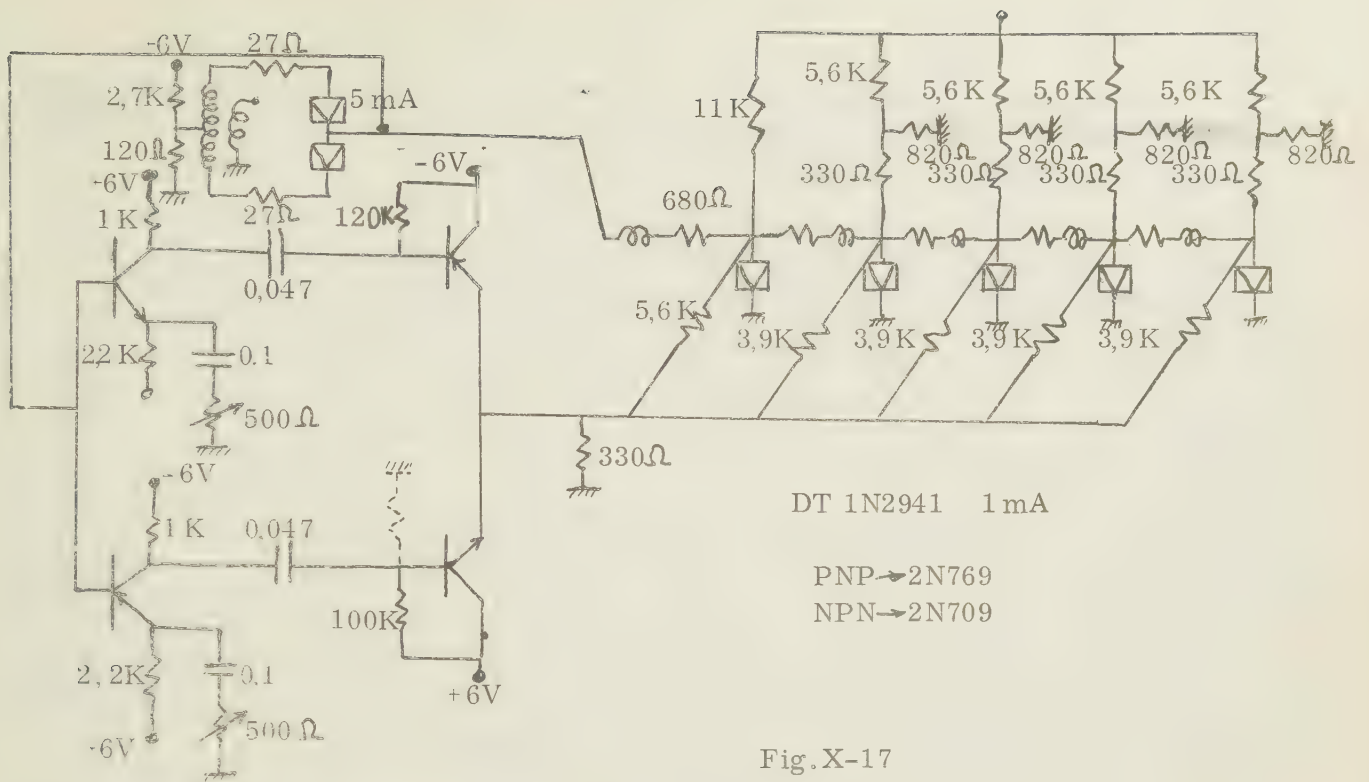
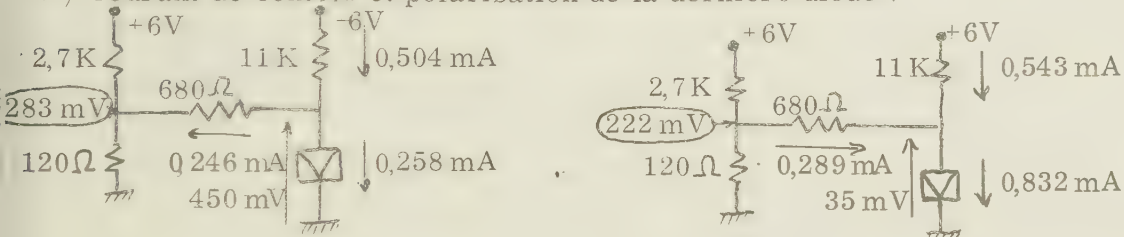


Fig. X-17

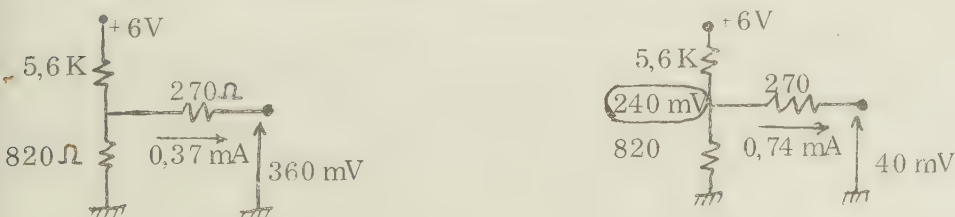
1°) Courant de contrôle et polarisation de la dernière diode .



2°) Polarisation d'une diode intermédiaire :

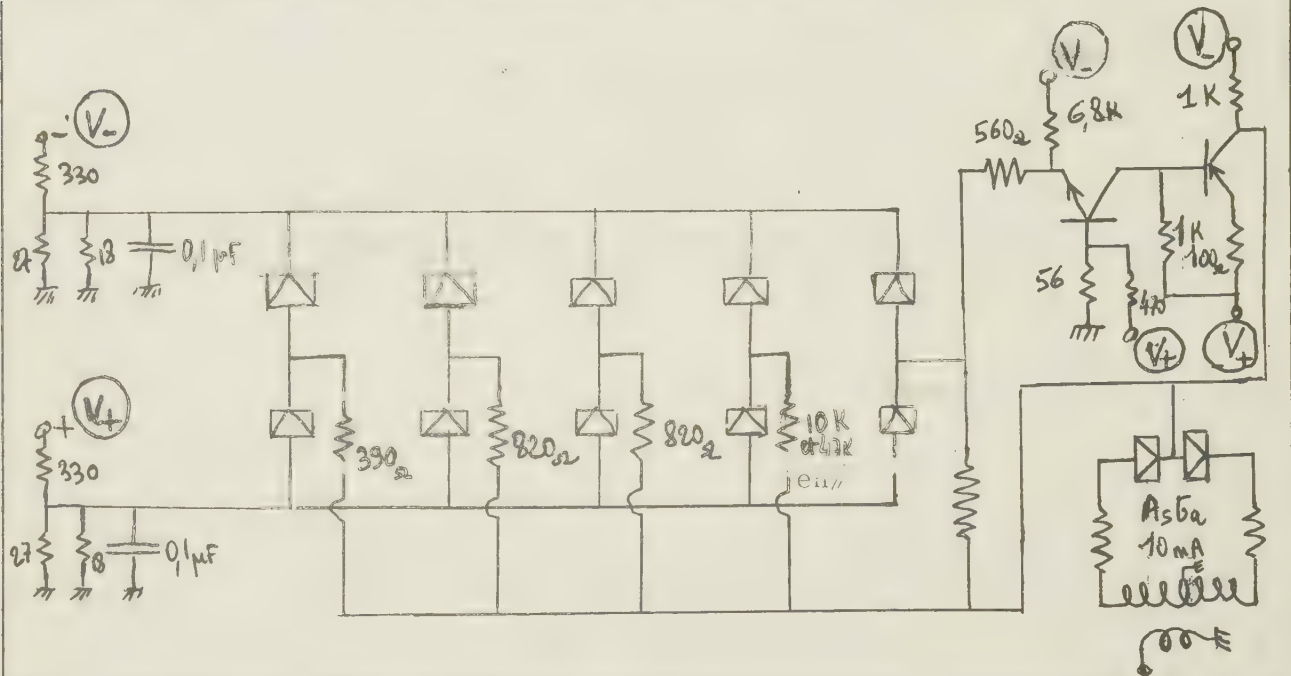


3°) Polarisation de la première diode qui bascule .



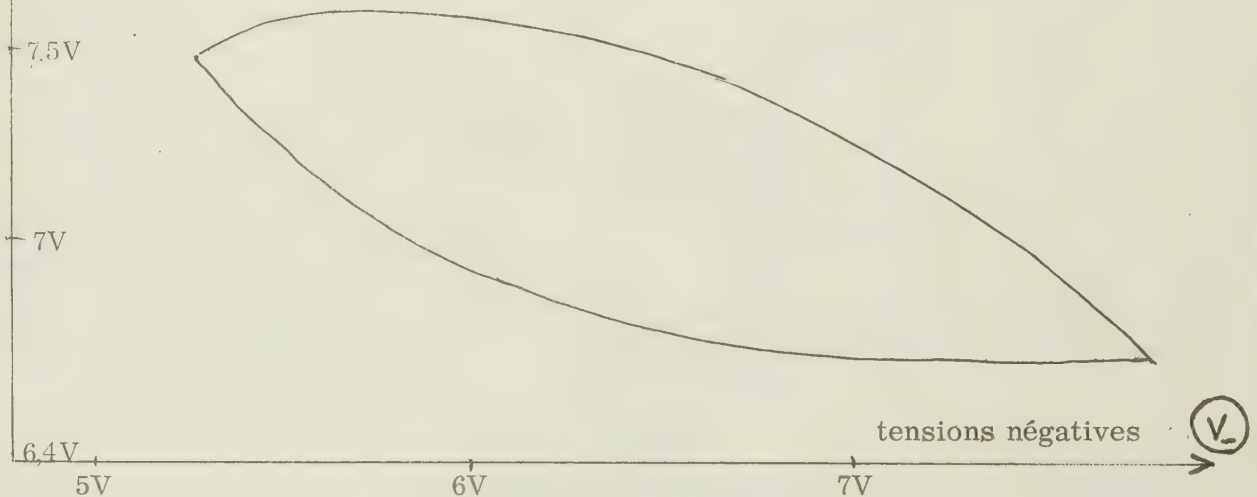
Nous avons pu réaliser aussi le schéma de la fig. X-19 bis, où l'attaque des bistables est directe. Le régénérateur de Goto y comprend des diodes de 10 mA à l'Arséniure de Gallium.

Nous avons indiqué sur cette même figure la plage de fonctionnement des tensions de polarisation soit positives soit négatives à une fréquence de 6 MHz, pour ce dispositif. Nous voyons que la tolérance sur les tensions est de 8 % à 6 MHz.



V_+ tensions positives

Fig. X-19 bis



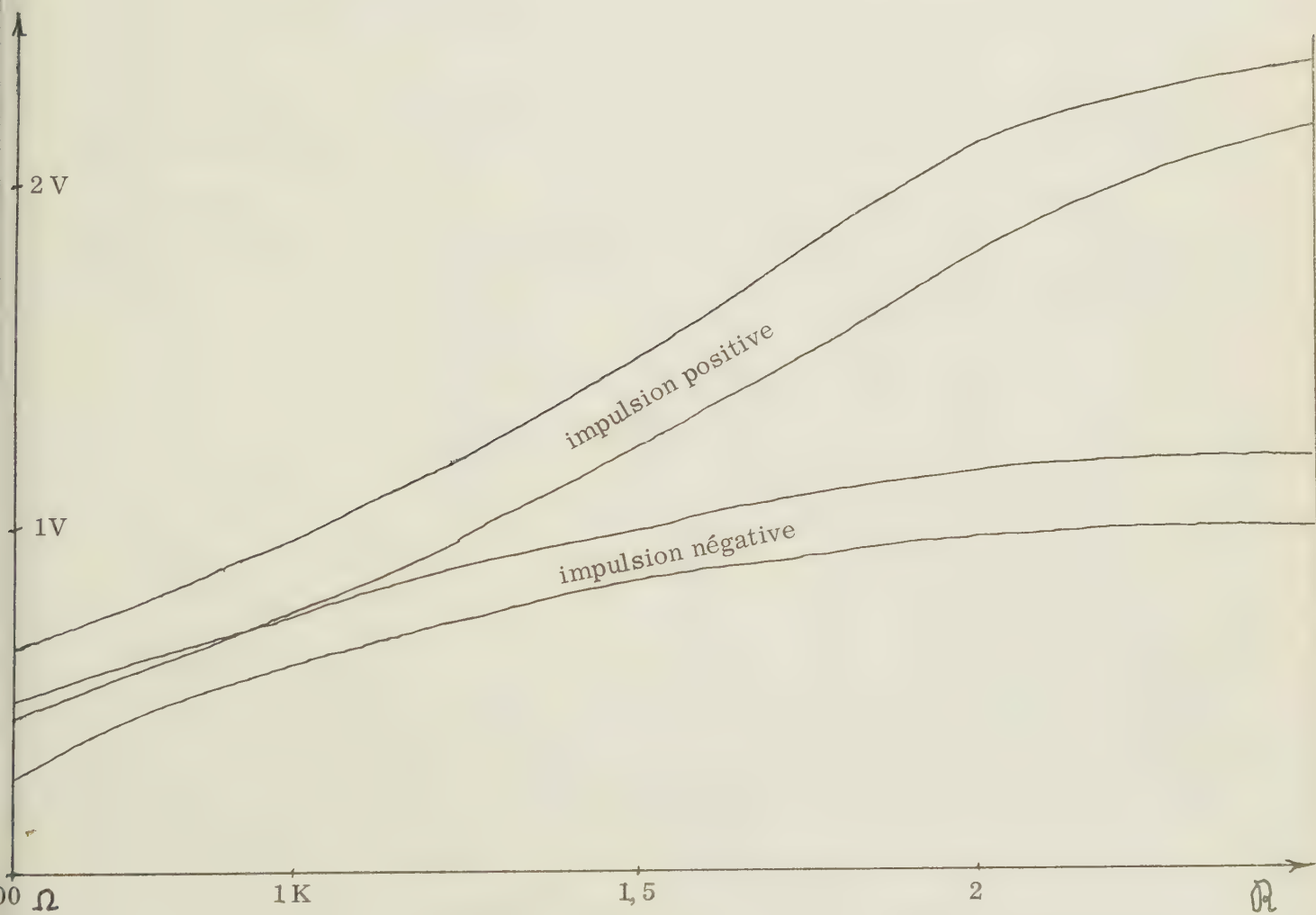
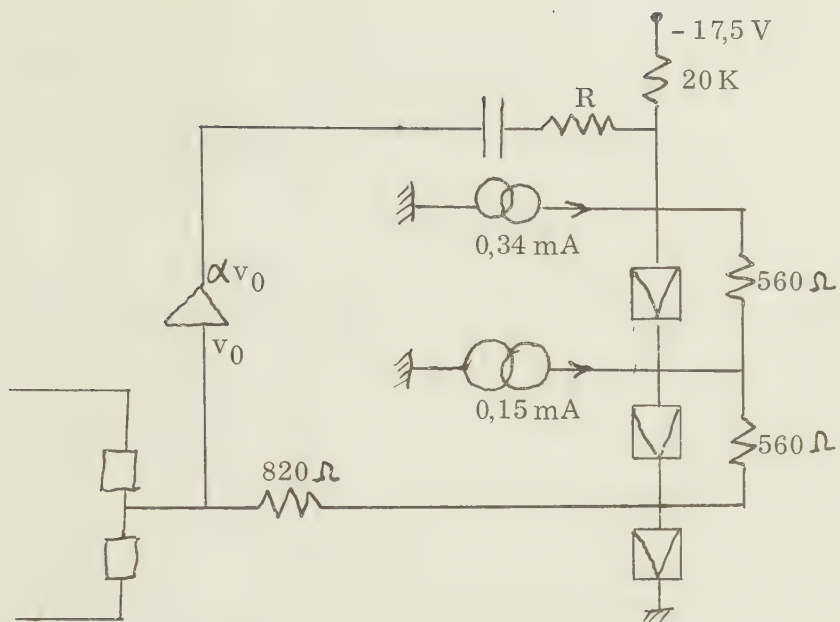


Fig. X-20

III.- Circuits à attaque série et à registre en cascade.

Rappelons les conditions nécessaires au fonctionnement d'un registre disposé en cascade :

$$I_{V,k+1} < I_{V,k} \quad , \quad I_{p,k+1} > I_{p,k} \quad \text{et} \quad I_{V,k} < I_{p,k}$$

Du fait de la complexité des réalisations expérimentales, nous n'avons pas encore pu obtenir le fonctionnement correct d'un dispositif à plus de trois diodes tunnel montées en cascade.

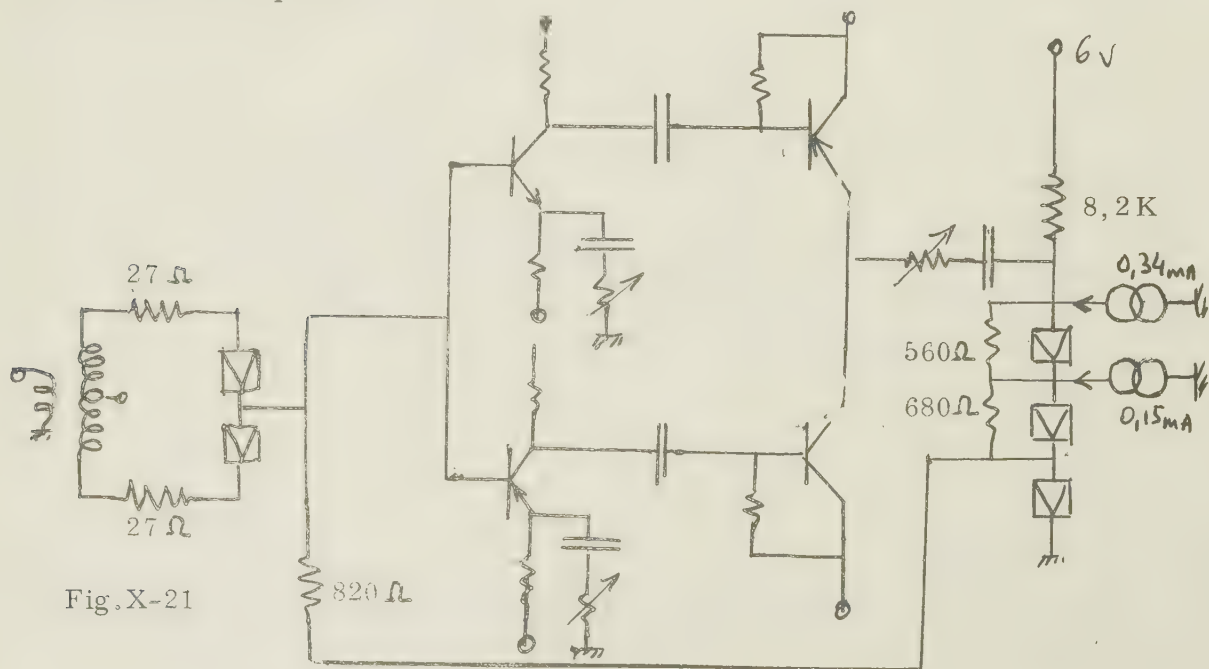
Nous avons étudié par la suite le cas de trois diodes tunnel disposées comme sur la fig. VI-7 :

$$I_{V3} < I_{V2} < I_{V1} < I_{p1} < I_{p2} < I_{p3}$$

Nous avons déterminé expérimentalement les limites de la plage de fonctionnement obtenue soit à l'aide d'impulsions d'attaque positives, soit à l'aide d'impulsions d'attaque négatives (observation d'escaliers en tension caractéristiques, montant ou descendant). Et nous avons porté la valeur absolue $|V_0|$ de ces impulsions sur la fig. X-20.

Nous constatons que les plages de fonctionnement à la montée, pour des impulsions positives, et à la descente, pour des impulsions négatives, ont une zone commune assez faible, contrairement à ce que la théorie nous avait laissé prévoir.

Nous avons pu faire fonctionner correctement, avec une plage de fonctionnement réduite, le dispositif de la fig. X-21 utilisant l'inverseur de la fig. X-16. Nous avons cependant la possibilité de faire varier : la fréquence de récurrence, la largeur et la hauteur des impulsions.



IV.- Circuits à attaque mixte et à registre en chaîne.

Rappelons la propriété de transmission d'une information à travers une ligne à retard, du type du schéma de la fig.X-22.

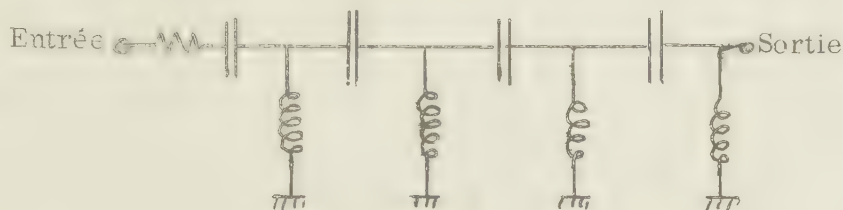


Fig. X-22

Rappelons aussi qu'une telle transmission affecte gravement le temps de montée des impulsions transmises, si les selfs sont trop capacitives.

Nous nous sommes proposés d'attaquer une chaîne en série suivant le dispositif schématisé à la fig.X-23.

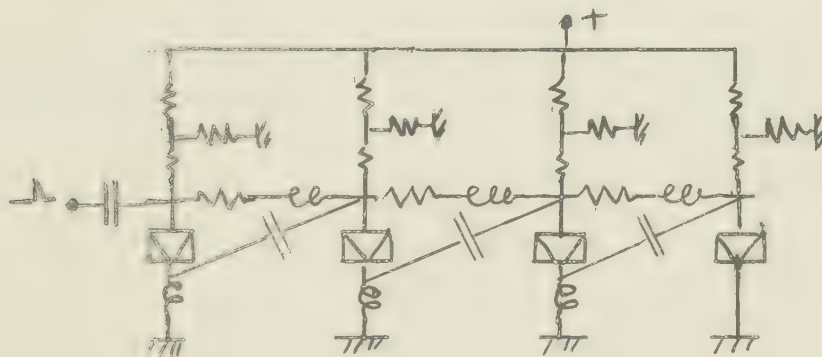


Fig. X-23

Nous avons vérifié le principe de fonctionnement d'un tel système. Nous avons alors proposé de l'introduire dans nos circuits de comptage. Le premier bistable ne disposant pas de la sensibilisation mutuelle, nous devons donc l'attaquer séparément. De même, le dernier bistable sensibilisant le dispositif de Goto par le courant de contrôle, sera attaqué séparément.

Il en résulte le schéma d'ensemble de la fig.X-24 suivante.

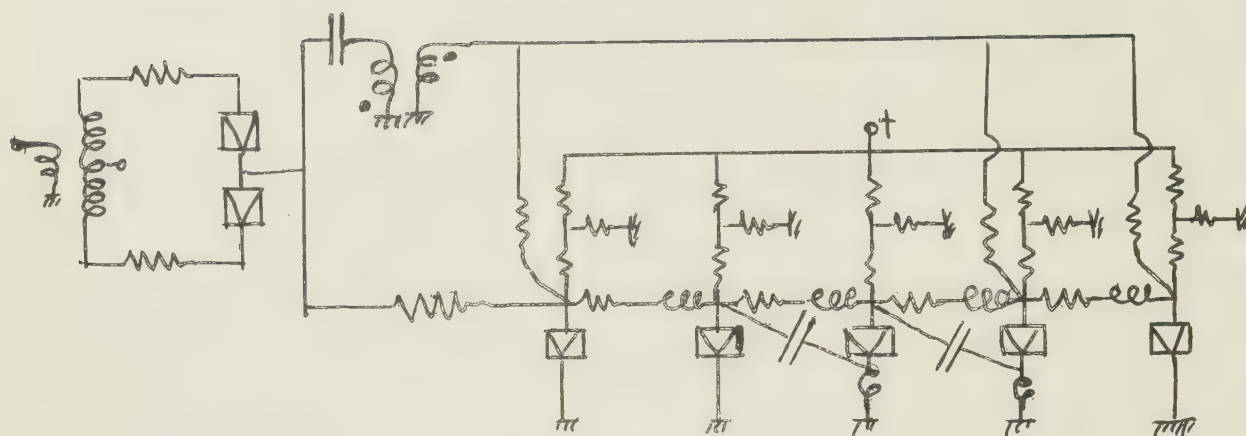


Fig. X-24

Malgré les grands soins apportés jusqu'à ce jour à sa réalisation, nous n'avons pas pu obtenir une plage de fonctionnement tout à fait satisfaisante.

Ce sont ces trois montages qui ont fait l'objet du brevet d'invention n° 966 687 déposé le 9 mars 1964 à Paris par le Commissariat à l'Energie Atomique et dont nous avons déjà signalé l'existence au chapitre VIII.

CONCLUSION

CONCLUSION

Dans la première partie de notre travail, nous avons déterminé la caractéristique courant-tension de la diode tunnel et nous avons montré que les phénomènes extérieurs modifient peu sa forme, en intervenant assez peu sur l'effet tunnel.

Dans une seconde partie, nous avons étudié le comportement des diodes tunnel et des Goto-paires et nous avons analysé le fonctionnement des registres de comptage disposés en "chaîne" ou en "cascade".

Nous avons présenté, dans une troisième partie, les principaux circuits de comptage existant à notre connaissance et nous nous sommes proposés alors d'utiliser le dispositif de Goto en tant que régénérateur d'impulsions à polarité contrôlée, dans des circuits de comptage nouveaux qui ont fait l'objet d'un brevet d'invention.

Nous avons pu ainsi réduire de moitié le nombre des bistables employés habituellement dans de tels circuits, tout en diminuant fortement les temps morts provenant des remises à l'état initiales, soit globales, soit partielles.

Ces circuits laissent espérer de très intéressantes applications, notamment leur présentation sous forme de circuits intégrés.

Par conséquent, nous espérons avoir apporté un mode nouveau d'utilisation des diodes tunnel dans les circuits de comptage rapide.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) LECLERC - Principe, technologie et applications des diodes tunnel.
Onde électrique. N° 409. Avril 1961. P 323-327.
- (2) R.N. HALL - Tunnel diodes.
I.R.E. Transactions on electron devices. January 1960. P 1-9.
- (3) Tunnel diode manual.
General Electric.
- (4) E.C. KEMBLE - The fundamental principles of quantum mechanics.
Mc Graw-Hill Book Co., N.Y. 1937. Sect. 21 J.
- (5) MARSHALL I. NATHAN - Current voltage characteristics of Germanium tunnel diodes.
Journal of applied physics. Vol 33. N 4. April 1962. P 1460-1469.
- (6) LESK, KOLONYAK, DAVIDSON, AARONS - Germanium and Silicon tunnel diodes.
Design - operation and application.
- (7) BURGESS, KROEMER & HOUSTON.
Phys. Rev. 90, 1953. P515.
- (8) R. DESCHAMPS - Diode à effet tunnel.
Onde électrique. N° 407. Février 1961. P 132-139.
- (9) BRODY & BOYER - The evaluation of "Esaki integrals" and an approximate expression for the tunnel diode characteristic.
Solid state electronics. Vol 2. P 209-215. 1961.
- (10) LEO ESAKI AND YURIKO MIYAKARA - A new device using the tunnelling process in narrow p-n junctions.
Solid state electronics. Vol 1. P 13-21.
- (11) LECLERC - Principe, technologie et applications des diodes tunnel.
Onde électrique. N° 409. Avril 1961. P 323-327.
- (12) T.P. BRODY - Nature of the valley current in tunnel diodes.
Journal of applied physics. Vol 33 N° 1. January 1963. P 100-111.

- (13) KELDYSH.
Soviet phys. JETP. 34(7), 665 (1958).
- (14) PRICE, RADCLIFFE.
IBM J. Research and develop. 3, 364 (1959).
- (15) NATHAN & PAUL - The pressure dependance of tunneling in Esaki diodes.
Proceedings of the International conference on semi-conductor physics. Prague 1960.
- (16) W. PAUL & H. BROOKS.
Phys. Rev. 94, 1128. 1954.
- (17) F. GIBSON & R. E. BURGESS - Effects of pressure on Germanium and Silicium.
Progress in semi-conductors. Vol. 7.
- (18) HAERING & ADAMS - Esaki tunneling in the presence of magnetic fields.
J. Phys-chem. Solid 1961. Vol 19. N° 1/2. P 8-17.
- (19) C. B. PIERCE & A. D. KANTZ - Defects introduced in neutron irradiated Esaki diodes.
Journal of applied physics. Vol. 34 N° 5. May 1963. P 1496-1503.
- (20) EASLEY & BLAIR - Fast neutron bombardment of Germanium and Silicium Esaki diodes.
Journal of applied physics. Vol. 31 N° 10. October 1960. P 1772-1774.
- (21) T. A. LONGO.
Bull Am. Phys. Soc. Ser. II, 5, 160 (1960).
- (22) How radiation affects tunnel diode.
Electronics. May 6, 1960. P 32-33.
- (23) BARDEEN.
Bell syst. Tech. journal. July 1949. P 428.
- (24) W. B. HAUER - Definition and determination of the series inductance of tunnel diodes.
I. R. E. transactions on electron devices. 1961 November. P 470-473.
- (25) H. HOWARD CARD - Bridge measurement of tunnel diode parameter.
I. R. E. transactions on electron devices. 1961 May. P 215-219.
- (26) RENE MARCHANDEAU - Production d'oscillations par les diodes à effet tunnel.
Journal de physique appliquée. Tome 24. Juin 1963. P 101A-108A.
- (27) J. LACOUR - Utilisation des diodes tunnel en électronique impulsionnelle.
International congress. Vienna. 1962.

- (28) G. B. HERZOG - Utilisation de la diode tunnel comme élément de calcul à vitesse extrêmement élevée.
Onde électrique. N° 409. Avril 1961. P 370-381.
- (29) CARL D. TODD - Tunnel diode parameters.
I. R. E. Transactions on instrumentation. 1961 September. P 57-63.
- (30) J. J. GIBSON - An analysis of the effects of reactances on the performance of the tunnel diode balanced-pair logic circuit.
R. C. A. Review December 1962. N° 4. P 457-496.
- (31) H. S. MILLER & R. A. POWLUS - An evaluation of the tunnel diode balanced-pair logic systems.
R. C. A. Review December 1962. N° 4. P 497-538.
- (32) J. BEAUSSE - Caractéristiques d'utilisation du circuit goto-paire.
Note d'étude EL/TR 23 CEA-CENG.
- (33) R. VAN ZURK - Circuit discriminateur d'amplitude utilisant des diodes tunnel.
Nuclear instruments and methods. 16(1962). 157-62.
- (34) J. K. MOSER - Bistable systems of the differential equations with application to tunnel diodes.
I. B. M. Journal. July 1961. P 226-238.
- (35) G. J. VETH - Tunnel diode frequency divider.
Solid state design. February 1963. P 30-36.
- (36) V. UZUNOGLU - A bistable flip-flop circuit using tunnel diode.
Proc. I. R. E. (correspondance). Sept. 1961. P 1440.
- (37) V. UZUNOGLU - Circuits using tunnel diode flip-flop and p-n-p-n-diodes (correspondance).
I. R. E. transactions on electronic computers. Dec. 1962. P 793-796.
- (38) V. UZUNOGLU - A new look at negative-resistance devices.
Electronics. March 8, 1963. P 35-39.
- (39) BALDINGER - Tunnel diode in fast circuits.
Nuclear instruments and methods. 20 (1963). P 309-312.
- (40) W. F. CHOW - Cascading of two flip-flop.
I. R. E. transaction on electronic computers. Sept. 1960. P 295-301.

- (41) LANGLOIS - Duality and tunnel diode (II).
Industrial electronics. April 1963. P 390- 393.
- (42) LANGLOIS - Duality and tunnel diode (III).
Industrial electronics. May 1963. P 425-430.
- (43) J. VETH - Tunnel diode frequency divider.
Solid state design. February 1963. P 30-36.
- (44) J. BEAUSSE - Ensemble de comptage rapide à diode tunnel.
Note technique EL/181 CEA-CENG.
- (45) FRED P. HEIMANN - 100 Mc Tunnel diode Ring counter.
Proc. I.R.E.
- (46) J. LACOUR & L. PONTUS - Circuits de comptage rapide à base d'éléments
bistables.
Note technique. N° EL/199. CEA - CENG.
- (47) J. LACOUR & L. PONTUS - Circuits de comptage à diodes tunnel.
Note technique. N° EL/218. CEA - CENG.

TABLE DES MATIERES

Introduction.....	page 1
Chapitre I.- L'effet tunnel dans les semi-conducteurs	3
Chapitre II.- Calcul de l'effet tunnel par la mécanique quantique.....	9
Chapitre III.- Influence des phénomènes extérieurs	17
Chapitre IV.- La diode tunnel.....	25
Chapitre V.- Le montage de Goto	35
Chapitre VI.- La cascade	63
Chapitre VII.- La chaine	81
Chapitre VIII.- Les circuits de comptage	91
Chapitre IX.- Les compteurs en anneau.....	107
Chapitre X.- Circuits de comptage utilisant le dispositif de Goto en tant que régénérateur d'impulsions à polarité contrôlée	119
Conclusion	141
Bibliographie	143
Table des matières	147

Vu, les Membres du Jury :

G. MESNARD

R. UZAN

M. MAITROT

J. LACOUR

Vu et approuvé,

le Doyen de la Faculté des Sciences de Lyon :

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer,

Lyon, le 17 Avril 1964,

le Doyen, Président du Conseil de l'Université :

P. LOUIS

IMPRIMERIE H. M.

199, Av. R. Salengro

Vaux-en-Velin

